PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1920. Redaktionsschluß für No. 6 am 20. Februar 1920. 21. Jahrgang.

INHALT:

C. Runge, Woldemar Voigt †. S. 81.

Originalmitteilungen:

M. Siegbahn u. K. A. Wingårdh, Eine Methode für Intensitätsmessungen bei Röntgenstrahlen nebst einigen vorläufigen Absorptionsbestimmungen. S. 83.

G. Arvidsson, Eine Untersuchung über die Ampèreschen Molekularströme nach der Methode von A. Einstein und W. J. de Haas. S. 88.

M. J. Huizinga, Die Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren. S. 91.

A. Korn, Eine mechanische Theorie der Serienspektra. II. S. 97.

H. Witte, Normale Betrachtungsperspektive. S. 101.

W. Hallwachs, Bemerkung zu einem Demonstrationsversuch des Herrn H. Greinacher. S. 102.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

R. Ruer, Metallographie. (Fortsetzung.) S. 102.

Personalien. S. 112.

Gesuche. S. 112.

Angebote. S. 112.

Woldemar Voigt.

Von C. Runge.

Am 13. Dezember ist Woldemar Voigt nach kurzem schweren Krankenlager verschieden. Er hat die 70 Jahre des Menschenlebens nicht ganz erreicht. Im vollen Besitz seiner Kraft ist er plötzlich von uns gegangen und die Lücke, die sein Tod reißt, macht sich dadurch um so empfindlicher fühlbar.

Die wissenschaftliche Welt verliert viel, mehr noch seine Universität Göttingen, am härtesten aber sind alle die getroffen, die das Glück gehabt haben, ihm persönlich näher zu treten. Die Universität Göttingen, deren Rektor er zweimal gewesen ist, wird ihn nicht nur als Forscher und Lehrer schmerzlich entbehren, der seine Wissenschaft rastlos förderte und sich nie genug tat, den jüngeren Generationen die Fackel weiter zu reichen. Denn alle Universitätsangelegenheiten fanden bei ihm das wärmste Interesse. Auf seine freigebige Hand war immer zu rechnen. Durch die persönlichen Opfer, die er brachte, hat er manches Universitätsunternehmen ermöglicht, manche Berufung verwirklicht, ohne daß selbst die Näherstehenden es wußten. Voigt gehört zu der Reihe von bedeutenden Physikern aus der Schule von Franz Neumann, bei dem er in den Jahren 1871—1874 in Königsberg studiert hat. Er ist im Jahre 1850 in Leipzig geboren, wo er 1868 seine Schulbildung mit dem Maturitätsexamen abschloß. Dort hat er auch die ersten Jahre seines Universitätsstudiums zugebracht bis zum Ausbruch des deutsch-französischen Krieges, an dem er als 20jähriger Jüngling teilnahm. Nach dem Feldzuge nahm er seine Studien in Königsberg unter

Richelot und Franz Neumann wieder auf und erwarb dort 1874 den Doktorgrad.

Nach Leipzig zurückkehrend, nahm er an der Nikolaischule, deren Schüler er als Knabe gewesen war, eine Stelle als außerordentlicher Hilfslehrer an; aber schon bald darauf entschloß er sich auf Franz Neumanns Anregung zur akademischen Laufbahn und gab zu Ostern 1875 seine Lehrerstelle auf, um sich in Leipzig zu habilitieren. Noch vor seiner Probevorlesung in Leipzig erging an ihn der Ruf nach Königsberg als außerordentlicher Professor, um dort Franz Neumann zu vertreten, der als 77jähriger Mann sich mehr seinen eignen wissenschaftlichen Arbeiten widmen und von den regelmäßigen Vorlesungen und der Leitung der physikalischen Abteilung des mathematisch-physikalischen Seminars entbunden sein wollte. Die Vertretung war bei den äußerst beschränkten Mitteln der Universität nicht leicht. Besaß die Universität doch damals noch nicht einmal ein physikalisches Laboratorium. Erst zu Neumanns 50jährigem Doktorjubiläum im Jahre 1876 überbrachte der Oberpräsident von Ostpreußen im Auftrage des Ministeriums das definitive Versprechen zur Errichtung eines physikalischen Laboratoriums. Das Institut wurde aber erst 1885 fertig, als Voigt schon Königsberg verlassen hatte. Denn im Jahre 1883 folgte er einem Rufe als Ordinarius nach Göttingen, wo er bis zu seinem Tode gewirkt hat. Auch hier ließ der versprochene Bau eines neuen physikalischen Instituts für ihn und E. Riecke lange auf sich warten. Erst 1905 konnte es dem Gebrauch übergeben werden. Im Sommer 1914 trat Voigt von seiner Stellung als Direktor des Instituts zurück und beschränkte seine Universitätstätigkeit auf seine Vorlesungen über theoretische Physik.

Seine wissenschaftliche Tätigkeit gebührend zu würdigen, übersteigt den Rahmen dieses Nachrufs. Er hat durch seine Arbeiten hauptsächlich die Kristallphysik gefördert, „das große herrliche Gebiet", wie er in der Vorrede seines 1910 erschienenen Lehrbuches der Kristallphysik sagt, „zu dessen Bearbeitung ich seit 36 Jahren immer wieder zurückgekehrt bin". Aber seine vielseitigen Studien gingen auch nach andern Richtungen: Elastizität und Festigkeitslehre, Thermodynamik und insbesondere Magneto- und Elektro-Optik, über die er ebenfalls ein zusammenhängendes Lehrbuch geschrieben hat. Neben den Hunderten von Abhandlungen, die in den Annalen der Physik, den Göttinger Nachrichten und in der Physikalischen Zeitschrift erschienen sind, neben seinem Kompendium der Physik und seiner Thermodynamik, sind auch die vielen Arbeiten seiner Schüler zu nennen, die auf seine Anregung zurückgehen. Eine große Zahl von Physikern Deutschlands und des Auslandes haben bei ihm gelernt, theoretisch und experimentell.

Voigt besaß neben seiner wissenschaftlichen eine hervorragende künstlerische Begabung. Er hat als junger Mann geschwankt, ob er sich nicht ganz der Musik widmen sollte. Aber „in der Musik gibt es nur ganz oben oder ganz unten, in der Physik gibt es auch eine gute Mitte", sagte er mit allzu großer Bescheidenheit. Die Liebe zur Musik behielt er jedoch durch sein ganzes Leben. Er war einer der besten Bach-Kenner. Eine große Zahl von Bachs Kantaten sind unter seiner Leitung in der Göttinger Universitätskirche aufgeführt worden. Sein gastliches Haus war ein Tempel der Kunst. Die köstlichsten Konzerte hat er dort mit den musikalischen Freunden veranstaltet, die er um sich zu versammeln wußte.

Dort, wo er so oft begeistert und begeisternd den Taktstock geschwungen, vor seiner Hausorgel, stand am 15. Dezember seine Bahre. Von dort wurde er unter den Klängen eines Bachschen Chorales zur ewigen Ruhe hinausgetragen.

(Eingegangen 9. Januar 1920.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine Methode für Intensitätsmessungen bei Röntgenstrahlen nebst einigen vorläufigen Absorptionsbestimmungen.

Von Manne Siegbahn und K. A. Wingårdh.

Einleitung.

Eine Reihe Probleme aus der experimentellen Röntgenstrahlenforschung erfordern zu ihrer Lösung eine genaue Methode für Intensitätsmessungen. Es sind dies besonders die Absorption der chemische Stoffe, das Reflexionsvermögen von Kristallen, Intensitätsverteilung in Linien- und kontinuierlichen Spektren usw. Es ist der Zweck der vorliegenden Arbeit, über einige Versuche zu berichten, die nach einer der genannten Ziele entsprechenden Methode ausgeführt sind.

Die Methode ist als Nullmethode ausgearbeitet worden und zwar so, daß zwei monochromatische von derselben Röntgenröhre kommende Strahlen in zwei verschiedenen Ionisationskammern zur gleichen Intensität abgeglichen werden. Zur Zerlegung des Röntgenlichtes dienen zwei auf eine gemeinsame Grundplatte montierte (Halb)-Spektrometer, jedes mit zwei regulierbaren Spalten vor dem Kristall und einem ebensolchen dicht an der Ionisationskammer. Die zwei Halbspektrometer sind gegeneinander um eine vertikale Achse zwischen den vordersten Spalten drehbar. Dadurch ist es möglich, beide Spektrometer gegen denselben Punkt der Antikathode zu richten, wodurch eine Verschiebung des Brennfleckes ohne Belang wird.

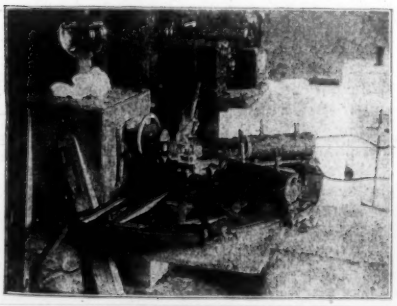


Fig. 1.

Das Abgleichen der zwei Strahlungen auf gleiche Intensität wird in üblicher Weise durch Aufladen der Kammern (oder einer besonderen Elektrode in jeder Kammer) zu gleicher Höhe, aber entgegengesetzter Potentiale und Verbindung der isolierten Elektroden untereinander und mit einem als Nullinstrument dienenden Elektrometer bewirkt.

Die eine der einfallenden monochromatischen Strahlungen kann jetzt mit Hilfe einer verstellbaren Sektorenscheibe mehr oder weniger geschwächt werden, bis gleiche Intensität der zwei Strahlungen erzielt worden ist.

Näheres über die Apparatur.

Als Kristallgitter für die spektrale Zerlegung des Röntgenlichtes wurden zwei Steinsalzkristalle benutzt, um möglichst große Intensität bei genügender Dispersion zu erhalten. Ein Nachteil des Steinsalzes liegt darin, daß die 2. Ordnung bei den größeren Wellenlängen sich leicht bemerkbar machen kann. Dieser Schwierigkeit wurde durch Betreiben des Rohres mit verhältnismäßig kleiner Spannung ausgewichen. Besser wäre die Benutzung einer Kristallfläche, die keine Reflexion in 2. Ordnung gibt. Von solchen Kristallen stand uns aber kein genügend gutes Exemplar zur Verfügung.

Die Ionisationskammern waren zum Schutz gegen zerstreute Strahlung mit 2 mm dickem Blei bekleidet. Alle Isolatoren waren aus Schwefel, um die Füllung mit Methyljodid zu vertragen. Allerdings brachte auch dieses Material für die Isolatoren Unannehmlichkeiten, und sie mußten oft erneuert werden. Die Zuleitung zur inneren Elektrode geschah durch einen Schleifkontakt durch den Boden der Kammer. Der Schleifdraht war dabei in einer Trommel an der Innenseite der Kreisteilung angebracht.

Die Drehung von Kristall und Kammer wurde an einer gemeinsamen Kreisteilung abgelesen.

Zur Aufladung der Kammern zu $\pm$ 250 Volt diente eine Batterie kleiner Akkumulatoren der Firma Jungner-Stockholm, sogenannte Nife-akkumulatoren. Das Elektrometer war auf eine Empfindlichkeit von etwa 1600 mm pro Volt eingestellt.

Die Vorrichtung zur Variation der Strahlungsintensität des einen Strahles bestand aus zwei dicken, aufeinander gelegten Kreisplatten aus Messing, beide mit 2 oder 4 identischen sektorenförmigen Ausschnitten. Diese Platten waren gegeneinander verstellbar und mit einer Kreisteilung versehen, um die Größe der effektiven Öffnung ablesen zu können. Die unten stehenden Messungen sind mit einem Kreisplattenpaar mit

4 Ausschnitten ausgeführt. Die Ablesung 45° entspricht voller Öffnung, bei 0° sind dagegen sämtliche Ausschnitte gedeckt.

Die geeignete Drehgeschwindigkeit der Sektorenscheibe bestimmt sich einerseits aus der Frequenz des zum Treiben des Rohres dienenden hochgespannten Wechselstroms; in unserem Falle war er 100 periodig. Für das gute Funktionieren der Abschwächvorrichtung ist selbstverständlich nötig, daß eine genügende Anzahl Stromstöße auf jede Öffnungsdauer entfällt. Andererseits darf die Sektorenscheibe nicht zu langsam rotieren im Verhältnis zur Schwingungsdauer der Elektrometernadel. Es liegt in der Natur dieser Schwächungsvorrichtung, daß eine vollkommene Ruhe der Elektrometernadel nicht erreicht werden kann, sondern daß die Nadel bei der gesuchten Gleichgewichtslage um ihre Nullage kleine Schwankungen ausführt.

Monochromatisches Meßgebiet.

Für die Verwendung der Apparatur ist es nötig, über die Ausdehnung des Röntgenspektrums der ersten Ordnung orientiert zu sein. Durch Änderung der Betriebsspannung liegt dann die Möglichkeit vor, verschiedene Meßgebiete mit rein monochromatischen Strahlen zu erzeugen. Allerdings war bisher der elektrostatische Schutz nicht genügend gut, um mit Spannungen höher als etwa 50 K.V. zu arbeiten. Dies gibt dann auch die Grenze gegen die kürzeren Wellen an. Mit verbessertem Schutz kann selbstverständlich diese Grenze ein wesentliches Stück nach vorwärts geschoben werden.

Nach den längeren Wellen gibt der Anfang der Überlagerung der zweiten Ordnung die Grenze an. Die Ausdehnung des vollständigen Spektrums bei dem benutzten Glühkathodenrohr, wie es von der Ionisationskammer angezeigt wird, ist aus Fig. 1 zu ersehen. Das Voltmeter an der Primärseite des Hochspannungstransformators zeigte dabei 45 K.V. an; die Röhrenspannung dürfte etwa 30 K.V. gewesen sein. Bis zu einem Reflexionswinkel von etwa 8°30′ ist die erste Ordnung rein; von da ab überlagert sich die zweite Ordnung. Der etwaige Verlauf des Spektrums der ersten Ordnung ist durch die untere Kurve angegeben. Ferner sind die drei Gruppen α, β, γ des Linienspektrums des Wolframs zu sehen.

Bei den im folgenden beschriebenen Absorptionsmessungen wurde das Rohr so betrieben, wie es der in Fig. 2 angegebenen Spektralverteilung entspricht. Das dabei verwendbare Wellenlängengebiet liegt zwischen 0,48 Å.-E. bis 0,78 Å.-E.

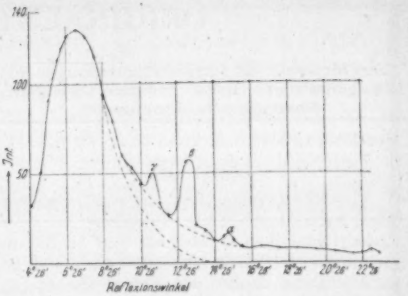


Fig. 2.

Versuchsmethodik bei Absorptionsmessungen.

Bei den im folgenden beschriebenen Absorptionsmessungen wurde so verfahren, daß zuerst die zwei monochromatischen Strahlen durch Änderung der Spaltweite bei den Vergleichsstrahlen auf gleiche Intensität einreguliert wurde. Dabei war die Sektorenscheibe auf etwa 44° (d. h. beinahe volle Öffnung) eingestellt und mit geeigneter Geschwindigkeit in Rotation versetzt. Dann wurde die Absorptionsplatte im Strahlenwege zwischen erster und zweiter Spalte eingeführt und die Sektorenöffnung so lange verkleinert, bis wieder die zwei Kammern gleiche Intensität anzeigten. Nachher wurde wieder zur Kontrolle die Absorptionsplatte entfernt und eine neue Nulleinstellung vorgenommen.

Da die Absorptionskoeffizienten stark von der Wellenlänge abhängig sind, ist die größte Fehlerquelle bei diesen Messungen darin zu suchen, daß die Strahlen nicht rein monochromatisch sind. Um genügende Intensität zu bekommen, war es nötig, mit verhältnismäßig großen Spaltöffnungen zu arbeiten (1 mm der zwei ersten, 4 mm bei der Kammer). Bei der Einstellung ist daher wichtig, daß der Brennpunkt der Antikathode in der Mitte der Öffnungskegel der Spalten eingestellt ist. Diese Justierung war, dank der drehbaren Aufstellung der Halbspektrometer, leicht auszuführen.

Zur Beurteilung der erreichbaren Genauigkeit seien in Tabelle I und II zwei Meßreihen bei Aluminium mitgeteilt, wo bei jeder Wellenlänge 10 verschieden dicke *Al*-Platten zur Verwendung kamen. Die 4. Spalte gibt die Gradeinstellung der Sektorenscheibe an, wenn die Absorptionsplatte eingeschoben war. Die 5. Spalte ist die Absorption der Platte, dessen Dicke sich in der ersten Spalte findet. In der letzten Spalte

schließlich steht die daraus pro Einheit der Dicke berechnete Absorption.

Tabelle I.

Reflexionswinkel der Strahlung 6°56′.

Dicke cm	Sektoreinstellung vor und nach	Mittel	mit Platte	μd	μ
0,0098	44,0, 44,4	44,2	38,9	0,1277	13,03
0,0196	44,0, 44,0	44,0	33,8	0,2637	13,14
0,0296	44,0, 44,0	44,0	30,3	0,3753	12,67
0,0395	44,0, 44,0	44,0	26,5	0,5093	12,89
0,0493	44,0, 44,2	44,1	23,3	0,6335	12,85
0,0592	44,0, 44,0	44,0	20,7	0,7541	12,74
0,0691	44,0, 44,0	44,0	18,2	0,8828	12,78
0,0790	44,0, 43,8	43,9	15,7	1,0283	13,02
0,0889	44,0, 43,6	43,8	13,5	1,1770	13,24
0,0988	44,0, 44,0	44,0	11,3	1,2594	12,55

Mittel $12{,}89 \pm 0{,}05$.

Tabelle II.

Reflexionswinkel der Strahlung 5°26′.

Dicke cm	Sektoreinstellung vor und nach	Mittel	mit Platte	μd	μ
0,0098	44,0, 44,0	44,0	41,2	0,0658	6,71
0,0196	43,9, 43,7	43,8	38,6	0,1264	6,45
0,0296	44,0, 44,0	44,0	36,2	0,1951	6,60
0,0395	44,0, 44,2	44,1	33,8	0,2660	6,73
0,0493	44,0, 44,0	44,0	31,6	0,3310	6,72
0,0592	44,0, 44,0	44,0	29,6	0,3964	6,70
0,0691	44,0, 44,0	44,0	27,7	0,4628	6,70
0,0790	44,0, 44,0	44,0	25,8	0,5338	6,76
0,0889	44,0, 44,0	44,0	24,0	0,6061	6,82
0,0988	44,0, 44,0	44,0	22,2	0,6841	6,92

Mittel $6{,}71 \pm 0{,}027$.

Aus der letzten Spalte der Tabellen ist zu ersehen, daß die Abweichungen vom Mittel zufälliger Natur sind und ein Gang nicht vorhanden ist, wie dies auch bei einer monochromatischen Strahlung zu erwarten war. Die Dicke der absorbierenden Schicht ist so gewählt, daß ein möglichst großes Öffnungsgebiet der Sektorscheibe überfahren wird. Die Fehler der Mittelwerte sind von der Größenordnung 0,5 Proz. Doch kann, wie schon erwähnt, der zugehörige Durchschnittswert der Wellenlänge der nicht ganz streng monochromatischen Strahlung nicht mit dieser Genauigkeit bis jetzt ermittelt werden.

Die Absorption bei Kupfer.

Zur Prüfung der Methode und zum Vergleich der Resultate mit schon vorhandenen Meßergebnissen wurde die Absorption bei *Cu* und *Al* untersucht. Kupfer war deswegen besonders geeignet, da dieser Stoff schon oftmals untersucht ist, und ferner in diesem Wellenlängengebiet die Absorption durch Zerstreuung sehr klein ist. Die Absorptionsgrenzwellenlänge (K-Strahlung) des Kupfers liegt bei $1{,}385\ 10^{-8}$ cm [E. Wagner, M. de Broglie], während unsere Messungen für Wellen zwischen 0,484 und 0,728 ausgeführt sind. Die Ergebnisse finden sich in folgender Tabelle III.

Tabelle III.

Absorption bei Kupfer.

$\lambda \cdot 10^{-8}$	$\mu \cdot 10^{+2}$ beob.	ber.	Δ Proz.
0,728	4,24	4,19	+ 1,2
0,679	3,38	3,43	— 1,3
0,631	2,75	2,77	— 0,7
0,582	2,21	2,19	+ 0,9
0,533	1,68	1,70	— 1,2
0,484	1,28	1,28	+ 0,0

In der dritten Spalte sind die aus der Formel

$$\mu = 10{,}5\ \lambda^{2{,}9}\ 10^{+2}$$

berechneten Absorptionswerte eingetragen. Wie die letzte Spalte zeigt, sind die Abweichungen durchweg von der Größe der Fehler der einzelnen Messungen, so daß diese Formel eine innerhalb der Fehlergrenzen richtige Darstellung der Absorption gibt. Daß einer Formel von dem Typus

$$\mu = A\,\lambda^{b},$$

die früheren mit nicht rein monochromatischer Strahlung gewonnenen Meßergebnissen genügen, ist schon mehrmals gezeigt worden[1]). Dabei ist aber zu bemerken, daß μ den Absorptionsverlust durch die charakteristische Emission bedeutet. Für die gesamte Absorption ist eine Formel

$$\frac{\mu}{\varrho} = A\,\lambda^{b} + \frac{\sigma}{\varrho}$$

anzusetzen $\left[\frac{\mu}{\varrho} = \text{Massenabsorption}\right]$, wie dies besonders von Hull und Rice empirisch nachgewiesen ist, $\frac{\sigma}{\varrho}$ stellt darin den Verlust durch Zerstreuung dar. Für den letzteren setzten Hull und Rice[2]) den konstanten Wert 0,12 unabhängig von Wellenlänge und Stoff. Untersucht wurden *Al*, *Cu* und *Pb* mit Wellen von 0,147 bis $0{,}294 \cdot 10^{-8}$ cm ($0{,}392\ 10^{-8}$). Da bei *Cu* die Massenabsorption innerhalb dieses

1) M. Siegbahn, diese Zeitschr. **15**, 753, 1914; Kossel, Verh. d. D. phys. Ges. **16**, 898, 1914; Glocker, diese Zeitschr. **19**, 66 ff., 1918.

2) Hull u. Rice, Phys. Rev. **8**, 326, 1916.

Gebiets von 0,71 bis 3,84 variiert, beträgt die Zerstreuung hier nur einige Prozent (3 Proz. bis max 17 Proz.) der ganzen Absorption. Da ferner die Meßfehler bei diesen kurzen Wellen mehrere Prozent betragen, kann selbstverständlich der numerische Wert von $\frac{\sigma}{\varrho}$ mit einem beträchtlichen Fehler behaftet sein.

In dem von uns benutzten Wellenlängengebiet, wo die Massenabsorption von etwa 15 bis 50 geht, ist eine Zerstreuung von höchstens 1 Proz. zu erwarten, die schon innerhalb der Fehlergrenze der Messungen liegt. Dadurch scheint die Benutzung der abgekürzten Formel 1 berechtigt zu sein. Daß diese Formel auch für einen ausgedehnten Wellenlängenbereich zur Darstellung der Absorption (ohne Zerstreuung) anwendbar ist, scheint aber fraglich, wie von Barkla u. a. hervorgehoben ist.

Betreffend den numerischen Wert der Exponente b gibt Bragg in seinem Buch „X-rays and Crystal-Structure" den Wert 2,5 an, während Hull u. a. 3,0 ansetzen. Der erste Wert ist unbedingt zu klein; die empirisch gefundenen Werte schwanken zwischen etwa 2,7 bis 3,0. Owen[1]) findet in der Nähe der Absorptionsgrenze (bei *Ag Pd Rh*) den Wert 3,0. Bei *Cu* haben wir oben gefunden 2,9 für Wellen, die wesentlich kürzer als die der Absorptionsgrenzwellenlänge ist. Noch weiter von der Grenze scheinen kleinere Werte herauszukommen. Als einen guten empirischen Mittelwert setzt Glocker[2]) $b = 2{,}8$ an.

Der angegebenen einfachen Formel nach gewinnt man durch Darstellung der Meßergebnisse in einem logarithmischen Diagramm eine gute Übersicht. In der graphischen Tabelle (Fig. 3) finden sich außer unseren Werten auch die von den Verfassern Hull und Rice, Bragg und Peirce[3]), Barkla und White[4]), Barkla und Sadler erhaltenen. Von diesen Meßreihen sind die von Hull und Rice mit spektroskopisch zerlegtem Röntgenlicht aus dem kontinuierlichen Spektrum ausgeführt, ganz wie die unsrigen, aber mit weit kürzeren Wellen. Die Übereinstimmung dieser Meßreihen ist eine vorzügliche. Die Absorptionswerte von Bragg und Peirce sind mit den $K\alpha$-Strahlungen einiger Substanzen ausgeführt und sind daher im strengeren Sinne monochromatisch als die erwähnten. Merkwürdigerweise sind diese Werte durchweg ein wenig größer als die unsrigen. Eine Erklärung dafür könnte darin gesucht

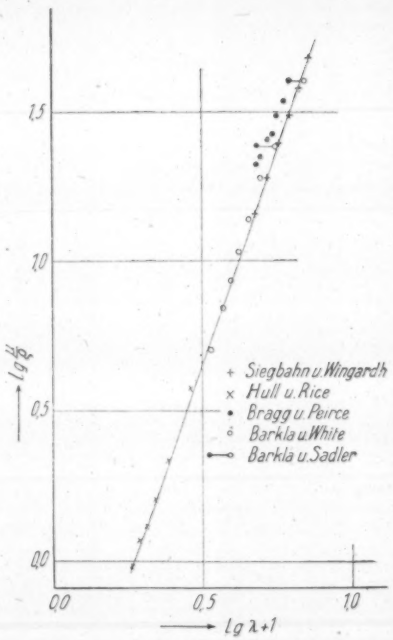


Fig. 3.

werden, daß wir den Schwerpunkt der kleinen Wellenlängenbereiche nicht mit ihren richtigen Wellenlängen angesetzt haben, was einer kleinen Verschiebung und Drehung der ganzen Kurve entsprechen würde. Das scheint allerdings aus mehreren Gründen nicht sehr wahrscheinlich, wird aber demnächst mit rein monochromatischem Licht nachgeprüft werden. Es sei erwähnt, daß die Dichte des von uns benutzten *Cu*-Bleches zu 8,88 bestimmt wurde.

Auch von Williams[1]) ist die Absorption von *Cu* untersucht worden. Williams benutzte spektrometrisch zerlegtes, weißes Licht in dem Wellenlängenbereich 0,431 bis 0,627 10^{-8} cm, d. h. im wesentlichen derselbe wie bei uns. Ferner sind die Messungen nach einer Art Differentialmethode ausgeführt, die zweifellos gute Resultate geben kann. Die Werte bei *Cu* sind aber durchweg weit größer, als sämtliche von anderen Autoren gefundenen Werte, so daß ein Vergleich hier unterlassen wird.

Es sind hier noch einige Worte über die Verwertung älterer mit der charakteristischen

1) Owen, Proc. Roy. Soc. **94**, 339, 1918.
2) Glocker, l. c.
3) Bragg u. Peirce, Phil. Mag. **28**, 626, 1914.
4) Barkla u. White, Phil. Mag. **34**, 270, 1917.

1) Williams, Proc. Roy. Soc. **94**, 571, 1918.

Strahlung der Elemente ausgeführten Absorptionsmessungen zu sagen. Nachdem wir jetzt wissen, daß die L-Strahlung eine sehr komplizierte, über einen großen Wellenlängenbereich ausgebreitete Strahlengruppe ist, können mit dieser Strahlung ausgeführte Messungen nicht gut mit monochromatischen Absorptionsmessungen verglichen werden. Mit der K-Reihe aber, die eine einfache und gedrängte Struktur besitzt, können wir gute approximative Werte erzielen. Viele Autoren haben einfach für die Gruppe die für $K\alpha$ gültige Wellenlänge benutzt. Beim Vergleich mit anderen rein monochromatischen Messungen ist dies selbstverständlich nicht mehr gestattet. Bei Pd findet Owen z. B., daß die Intensität der α- und β-Dubletten der K-Reihe sich wie 1,90 verhalten. Dieses Verhältnis dürfte auch bei den nächstliegenden Elementen Rh, Ag zutreffen, so daß wir hier mit einem Wellenlängenmittelwert entsprechend einer Linie in einem Drittel des Abstandes von α bis β rechnen können. Bei leichteren Elementen ist aber zweifellos das Verhältnis $\frac{\alpha}{\beta}$ bedeutend größer und scheint auch periodischen Schwankungen unterworfen zu sein. Messungen hierüber liegen, soweit uns bekannt ist, noch nicht vor. In unseren zwei graphischen Darstellungen haben wir daher vorgezogen, zwei Punkte einzutragen, wenn die K-Reihe zur Absorptionsbestimmung benutzt ist. Der kleine Punkt entspricht dabei der Wellenlänge der β-Linie, der große Punkt der der α-Linie.

In der graphischen Tabelle sind eingetragen die Absorptionswerte von Hull und Rice nach Korrektion für Zerstreuung. Der gut geradlinige Verlauf der Absorptionskurve von $\lambda = 0{,}147$ bis $0{,}728\ 10^{-8}$ cm gibt keine Stütze für die Existenz eines j-Absorptionssprunges, wie sie Barkla gefunden zu haben glaubt. Allerdings ist diese Zusammenstellung verschiedener Meßresultate ebensowenig beweisend, wie die von Barkla und White in betreff einer j-Strahlung bei Cu.

Absorption bei Aluminium.

Bei Aluminium war ein gegenüber der Meßgenauigkeit nicht vernachlässigbarer Einfluß der Zerstreuung innerhalb des benutzten Wellenlängengebietes zu erwarten. Die Zerstreuung dürfte etwa 3—10 Proz. der totalen Absorption bei diesen Wellen betragen. Zusammengestellt mit den Messungen von Hull und Rice bei noch kürzeren Wellen könnte man dann hoffen, zu einer Schätzung der Zerstreuungskoeffizienten zu kommen. Ehe wir zur Besprechung dieser Frage gehen, werden wir einen Vergleich zwischen den unsrigen und früheren Messungen geben. In folgender Tabelle IV sind zusammengestellt die gefundenen Absorptionswerte und die aus der Formel

$$\mu = 3{,}42\ \lambda^{2{,}70}$$

berechneten Werte, nebst Abweichungen zwischen berechneten und experimentellen Werten in Prozenten. Das bedeutet hier nur, daß wir die experimentellen Werte innerhalb eines verhältnismäßig engen Spektralbezirkes dazu benutzen, die Neigung der Tangente zur Kurve $\lg\mu/\lg\lambda$ zu bestimmen, In Wirklichkeit ist diese Kurve aller Wahrscheinlichkeit nach keine gerade Linie, sondern schwach gekrümmt wegen der Zerstreuung.

Tabelle IV.

Absorption bei Al.

λ	μ gef.	μ ber.	Δ Proz.
0,484	5,23	5,24	— 0,2
0,533	6,78	6,80	— 0,3
0,582	8,46	8,62	— 1,8
0,639	10,48	10,47	+ 0,1
0,679	12,85	12,80	+ 0,4
0,728	15,69	15,80	— 0,6
0,776	18,70	18,80	— 0,6

In dem graphischen logarithmischen Diagramm finden sich außer diesen Absorptionswerten, durch welche eine gerade Linie gelegt

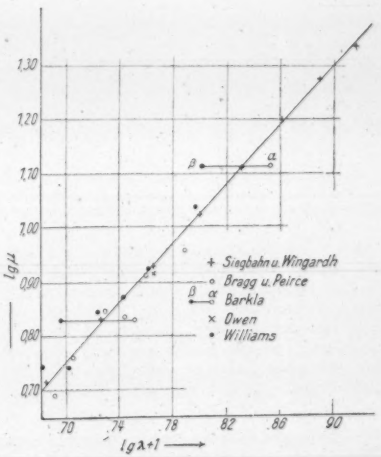


Fig. 4.

werden kann, noch die von Bragg und Peirce, Barkla, Owen und Williams. Die Meßreihen von Bragg und Peirce und von Williams zeigen verhältnismäßig große zufällige Fehler, stimmen aber sonst ebenso wie die vereinzelten Messungen von Barkla und Owen gut mit den unsrigen überein. Gegenüber der Vermutung von Williams, daß die Absorptionskurve von Aluminium eine γ-Strahlung dieses Stoffes bei etwa 0,39 Å.-E. zeigen sollte, ist aus unseren Messungen bestimmt zu schließen, daß eine solche nicht existiert. Barkla hat bekanntlich in seinen letzteren Arbeiten der j-Strahlung von *Al* eine wesentlich kürzere Wellenlänge zugeschrieben. Zu der Frage von einem j-Absorptionssprung sei noch folgendes bemerkt: Nachdem im unterzeichneten Laboratorium eine j-Serie in Emission vielmals vergeblich gesucht worden ist in dem von Barkla angegebenen Wellenlängenbereich, wurde nach einem j-Absorptionssprung nach der spektrophotographischen Methode[1]) gesucht. Trotzdem diese Methode der Ionisationsmethode wesentlich überlegen ist und auch frei von den vielen Einwänden der letzteren bei Benutzung nicht rein monochromatischer Strahlung, konnte ein Sprung noch nicht nachgewiesen werden. Oben wurde bemerkt, daß die Angabe betreffend j-Absorption von Williams sicherlich unrichtig ist. Aber auch der Befund von Owen über eine Senkung in der Kurve des kontinuierlichen Lichtes einer *Pd*-Röntgenröhre, dicht vor der K-Reihe, findet eine weit natürlichere Erklärung[2]) in der Selbstabsorption der *Pd*-Antikathode für diese Wellen, als die herangezogene hypothetische j-Serienabsorption der analysierenden Kristalle.

Die im logarithmischen Diagramm gefundene Neigung der Absorptionskurven bei *Cu* und *Al* bzw. 2,9 und 2,7 ist wohl so zu verstehen, daß die $\lg\mu$-Kurve von ihrem K-Absorptionssprung gerechnet, gekrümmt ist. Owen findet bei *Pd Ag Rh* und dem Wellenlängenbereich dicht an dem K-Sprung eine Neigung von 3,0. Bei zunehmendem Abstand davon finden wir dann 2,9 und 2,7 bzw. Stellt man nun unsere Messungen mit denen von Hull in ein logarithmisches Diagramm zusammen (totale Absorption), so zeigt sich, daß die beste Darstellung der empirischen Befunde durch zwei gerade Linien gegeben wird, die sich bei etwa $\lambda = 0{,}27$ schneiden. Ob dies einen realen Grund besitzt oder nur ein Spiel der zufälligen Fehler ist, muß eine weitere Untersuchung klarlegen.

Lund, Physikalisches Institut der Universität, 5. August 1919.

(Eingegangen 16. August 1919.)

1) Siegbahn und Jönsson, diese Zeitschr. **20**, 251, 1919.

2) Webster, Phys. Rev. 1916; Proc. Nat. Acad. of Sc. 1916.

Eine Untersuchung über die Ampèreschen Molekularströme nach der Methode von A. Einstein und W. J. de Haas.

Von Gustaf Arvidsson.

Im Jahre 1915 wurde von A. Einstein und W. J. de Haas eine Untersuchung über die Ampèreschen Molekularströme in Eisen publiziert[1]). Dieselbe bezweckte zu zeigen, wie man sich den Ferromagnetismus als eine Folge von im Eisen rotierenden Elektronen nach den Theorien von Langevin und H. A. Lorentz denken kann. Dem Elektron wird dabei ein körperliches Impulsmoment zugeschrieben, das auf die Bewegung des magnetisierten Körpers einwirken kann. Wenn in demselben die Magnetisierung variiert, wird er sich verhalten, als wirkte auf ihn ein Drehmoment, D. Dieses läßt sich leicht nach den gewöhnlichen Gesetzen der Elektrodynamik berechnen zu

$$D = \frac{2m}{e}\frac{dI}{dt}.$$

Hier ist $\frac{m}{e}$ das Verhältnis zwischen Masse und Ladung der Elektronen und I das Volumintegral der Magnetisierung in der Richtung der Drehungsachse. Durch Untersuchung von diesem „Einsteineffekt" wird das Verhältnis $\frac{e}{m}$ bestimmt. Dabei wurde ein kleiner Eisenzylinder an einem Torsionsfaden aufgehängt und in ein mit der Richtung der Achse und zugleich des Fadens paralleles Wechselfeld eingeführt. Die Frequenz des Feldes (50 per/sek.) lag in der Nähe der Eigenfrequenz des Zylinders und konnte variiert werden. Eine Resonanzkurve für die Schwingungsamplitude des Zylinders als Funktion von der Frequenz des Feldes wurde bestimmt. Aus dieser Kurve konnte e/m berechnet werden. Wir setzen

α = die Schwingungsamplitude des Zylinders,
Q = das Trägheitsmoment des Zylinders,
I_s = das Volumintegral der Magnetisierung bei Sättigung,
n = die sekundliche Frequenz des Feldes
$\nu = |n_{res} - n|$; $b = \alpha/\alpha_{max}$.

1) A. Einstein u. W. J. de Haas, Verh. d. Deutschen phys. Ges. **17**, 152—170, 1915.

Dann wird

$$\frac{e}{m} = \frac{2I_s}{\pi^2 Q a_{max} \nu \sqrt{\frac{b^2}{1-b^2}}}.$$

Dieser Berechnung liegen folgende Voraussetzungen zugrunde:

1. Die Dämpfung ist in jedem Augenblick der Geschwindigkeit proportional. Unter dieser Voraussetzung soll der Faktor

$$\nu \sqrt{\frac{b^2}{1-b^2}}$$

für die ganze Kurve konstant sein.

2. Die Amplitude des magnetisierenden Feldes wird so groß angenommen, daß die Änderung der Magnetisierung des Zylinders in einem sehr kurzen Bruchteil der ganzen Periode sich abspielt. Wir setzen also

$$\int_0^T D \cos \omega t \, dt = \int_0^T D \, dt;$$

$\cos \omega t$ soll dann ganz nahe eins sein für alle Werte von D, die nicht sehr klein sind.

3. Nur das Drehmoment, das von Resonanz verstärkt wird, hat etwas zu bedeuten. Das heißt: Nur das erste Glied in einer Fourierreihe

$$D = \sum_{n=1} B_n \cos n \omega t$$

wird berücksichtigt.

4. $\nu = |n - n_{res}|$ wird als eine kleine Größe neben n behandelt. Die Voraussetzung dafür ist ja ein enges Resonanzgebiet.

In der Untersuchung von A. Einstein und W. J. de Haas ergab sich ein Wert

$$\frac{e}{m} = 1{,}8 \cdot 10^7,$$

der sehr nahe mit dem auf andere Weise für Elektronen gefundenen übereinstimmt.

Später wurde von de Haas eine neue Untersuchung publiziert[1]), in der er sich längerer Perioden und momentaner Feldwechsel bedient. Der daraus erhaltene Wert stimmt mit dem vorigen überein und ermöglicht auch, die Phase der Bewegung zu bestimmen. Dabei ging hervor, daß die Phase dieselbe war, die man zu erwarten hat, wenn man negative rotierende Elektronen annimmt.

Noch eine Arbeit von de Haas über denselben Gegenstand ist erschienen[2]). Dieselbe ist mir leider nicht zugänglich gewesen.

1) W. J. de Haas, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. **18**, 423, 1916.

2) W. J. de Haas u. G. L. de Haas-Lorentz, Amst. Akad. v. Wetensch. **23**, 1449, 1915; **24**, 398, 1915; **24**, 638, 1915.

Das Ziel der vorliegenden Untersuchung war, das Verhältnis e/m nach der ersten Methode von Einstein und de Haas zu bestimmen. Es ergab sich indessen, daß die erhaltenen Werte sich mit den von diesen Forschern gefundenen nicht vereinigen lassen. Die experimentelle Anordnung war ganz analog mit der von Einstein und de Haas verwandten. Die besonderen Einzelheiten waren folgende:

1. Die Magnetisierungsspule hatte eine Länge von 60 cm und einen inneren Durchmesser von 4 cm. Die Feldstärke im Zentrum betrug 197 Gauß für jedes Ampère der Stromstärke. Dieser Wert verminderte sich um ca. 4 Proz. bei einer Entfernung von 20 cm von der Mitte.

2. Der Wechselstrom wurde von einem Dreiphasengenerator hergenommen. Die Frequenz des Stromes wurde mit einer photographischen Methode gemessen. Auf eine Platte in Fallbewegung wurde nebeneinander aufgenommen: teils das Bild eines Entladungsrohres in dem Sekundärkreis eines Induktoriums, das von dem Strom gespeist wurde, und teils das Bild eines Lampenfadens, dessen Strahlen von einer tönenden Stimmgabel unterbrochen wurden. Durch Zählen der Koinzidenzen auf der Platte während ca. 3 Sekunden konnte die Periode erhalten werden. Bei den geringen Amplituden, die erforderlich waren, zeigte sich die Stimmgabelfrequenz als sehr konstant. Die Bestimmung konnte in solcher Weise ganz objektiv und momentan ausgeführt werden.

3. Die Torsionsvorrichtung bestand aus einem Kupferdraht, der in das Zentrum des Zylinders festgelötet wurde.

4. Die Ablesung der Amplitude geschah mit Hilfe eines Spiegels. Dieser wurde an ein Glasröhrchen befestigt, das aus der Spule hervorragte. Das Röhrchen umgab den unteren Teil des Drahtes und wurde am unteren und oberen Ende festgekittet. Im Spiegel wurde das Bild eines vertikalen Lampenfadens in einem Fernrohr mit Okularmikrometer beobachtet. Das Bild wurde bei der Schwingung des Zylinders zu einem Lichtbande verbreitert, aus dessen Länge die Amplitude berechnet wurde.

5. Die Kompensierung des Erdfeldes wurde mittels zweier Stromspulen ausgeführt. Diese wurden in derselben Stellung zueinander, als bei der Tangentenbussole von Helmholtz, aufgestellt. Der Abstand zwischen den parallelen Spulen war nämlich dem gemeinsamen Radius gleich, der hier 25,5 cm betrug. Jede Spule hatte 28 Windungen. Durch diese Anordnung wurde die größtmögliche Homogenität des kompensierenden Feldes erhalten. Die gemeinsame Axe der Spulen wurde zum Zusammen-

Tabelle.

Zylinder	Nummer der Kurve	Effektive Stromstärke in Ampère	Maximales Feld in Gauß	α_{max}	n_{res}	Q = Trägheitsmoment	$\nu\sqrt{\frac{\delta^2}{1-\delta^2}}$	e/m
I	4/8 II	1,5	400	$7{,}63 \cdot 10^{-4}$	57,58	0,0168	0,21	$3{,}35\ 10^7$
	17/8 I	1,2	320	$6{,}30 \cdot 10^{-4}$	56,45	0,0175	0,21	$3{,}77\ 10^7$
	18/8 I	0,5	135	$8{,}25 \cdot 10^{-4}$	56,58	0,0175	0,16	$3{,}85\ 10^7$
II	22/8 I	0,5	135	$10{,}26 \cdot 10^{-4}$	50,12	0,0304	0,116	$3{,}69\ 10^7$
	22/8 II	1,0	270	$11{,}82 \cdot 10^{-4}$	56,88	0,0236	0,115	$4{,}16\ 10^7$
	23/8 II	1,0	270	$11{,}34 \cdot 10^{-4}$	49,04	0,0318	0,100	$3{,}70\ 10^7$

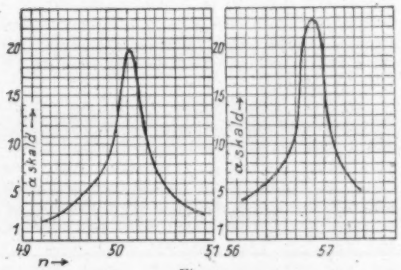


Fig. 1.

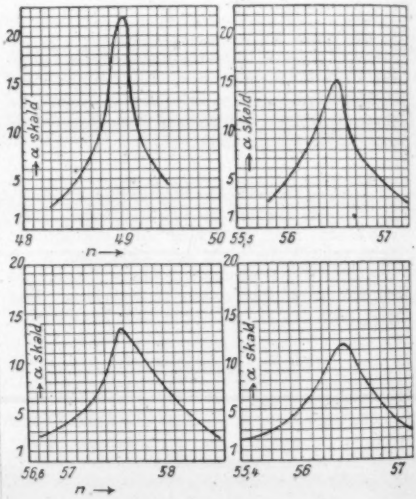


Fig. 2.

fallen mit der Richtung des Erdfeldes gebracht. Die Feineinstellung der Spulenlage und der Stromstärke wurde mit Hilfe einer kleinen Induktionsspule (92 Windungen von 200 cm²) und eines Galvanometers ausgeführt. Die Spule konnte im Zentrum des Spulensystems um einen Durchmesser gedreht werden. Der Durchmesser konnte drei gegeneinander senkrechte Richtungen einnehmen. Durch Regulierung der Lage der Spulen und der Stromstärke konnten bei sukzessiver Approximierung die drei Komponenten des Erdfeldes aufgehoben werden. Nach der Theorie sollte ja bei dieser Einstellung die maximale Amplitude des Zylinders ein Minimum haben. So verhielt es sich auch, und dieses Minimum wurde auch ganz flach befunden. Der Einfluß eines eventuellen kleinen Restfeldes mußte dann auch sehr gering sein.

6. Das Trägheitsmoment des Zylinders wurde nach zwei Methoden bestimmt. Teils durch direkte Zählung der Schwingungen, nach Anbringung eines großen Zusatzmomentes, und teils durch Bestimmung der Änderung der Resonanzfrequenz durch Anbringung eines kleinen Zusatzmomentes. Beide Werte stimmten mit dem durch direkte geometrische Berechnung gefundenen innerhalb 4 Proz. überein.

Zwei Eisenproben wurden untersucht. Die eine, Zylinder I, war eine gewöhnliche Stricknadel, die einigemal in Holzkohle ausgeglüht war. Die Länge war 16,77 und der Durchmesser 0,158 cm. Die andere, Zylinder II, war ein aus weichem Eisen gedrehter Zylinder, von den Dimensionen 16×0,197 cm.

In Fig. 1 sind die Resonanzkurven reproduziert. Die aus den Kurven berechneten Werte sind in der Tabelle angeführt. Der Berechnung ist ein Wert $I_s = 1350$ C.G.S. zugrunde gelegt. Die Werte sind ja durchaus nicht mit den vorher erhaltenen vereinbar. Will man denselben Wert für I_s (nämlich 1260), wie Einstein und de Haas annehmen, so würde der Wert für e/m etwa doppelt so groß wie der von ihnen erhaltene ausfallen.

In dem Werte der Sättigungsmagnetisierung muß man jedoch eine große Unsicherheit annehmen. Dieser entspricht ja den Verhältnissen bei statischer Magnetisierung. Meiner Meinung nach muß man eine genauere Kenntnis von denselben bei wechselndem Felde haben, ehe man etwas Genaueres über die Resultate aussagen kann.

Die vorstehende Untersuchung wurde im physikalischen Institut von Uppsala im Sommer 1919 ausgeführt. Dem Präfekten des Instituts, Herrn Professor Gustav Granquist, verdanke ich die Anregung zu dieser Untersuchung, und ich möchte ihm hier für stets wohlwollende Gefälligkeit und lebhaftes Interesse meinen ehrerbietigen Dank sagen.

Nachdem obige Mitteilung bereits eingesandt war, ist eine sehr schöne Untersuchung von Emil Beck[1]) publiziert. Diese ist nach derselben Methode ausgeführt, und die Resultate stimmen gut mit den obigen überein. Durch diese Abhandlung bin ich auch auf eine Untersuchung von J. Q. Stewart aufmerksam gemacht worden, die ich vorher nicht habe einsehen können. Diese behandelt denselben Gegenstand mit ähnlichem Resultate.

1) Emil Beck, Ann. d. Phys. 60, 109, 1919; diese Zeitschr. 20, 490, 1919.
2) J. Q. Stewart, Phys. Rev. 1918 (2) Febr.

Uppsala, Physikal. Institut, Oktober 1919.

(Eingegangen 22. Oktober 1919.)

Die Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren.

Von M. J. Huizinga[1]).

Die von F. Braun[2]) aufgeworfene und ausführlich diskutierte, jedoch nicht gelöste Frage bezüglich der unipolaren Leitung von Kristallkontakten ist später, nach Einführung dieser Kontakte als Detektoren in der Technik der drahtlosen Telegraphie, vielfach untersucht worden.

W. H. Eccles[3]) hat eine thermoelektrische Erklärung gegeben, welche viel Verbreitung fand.

In den folgenden Zeilen werde ich jedoch auf Grund von Experimenten, welche ich auf Anregung des Herrn Prof. Haga im Physikalischen Institut der Universität Groningen angestellt habe, zu zeigen versuchen, daß hier vielmehr eine Wirkung vorliegt, welche jener des Schlömilchdetektors ähnlich ist.

§ 1. Die elektrolytische Zersetzung des Molybdänglanzdetektors.

Wenn man auf ein auf Quecksilber schwimmendes trockenes Stück Molybdänglanz eine Platinspitze drückt und einen Strom von ungefähr 1 Milliamp. von dem Kristall nach der Spitze schickt, so entsteht auf der Kontaktstelle bald ein kleines Tröpfchen einer dunkelblauen Flüssigkeit, worin kleine Gasbläschen aufsprudeln. Verstärkung des Stromes vergrößert das Tröpfchen nur wenig, da die vermehrte Stromwärme ein schnelles Verdunsten der entstandenen Flüssigkeit bedingt.

Wenn man den Strom wendet, zeigt sich der scheinbare Widerstand viel größer, außerdem bekommt die Flüssigkeit bald eine braune Farbe.

Jene blaue Flüssigkeit wurde in dem anorganisch-chemischen Laboratorium von Prof. Jaeger untersucht und ergab nach Verdunstung ein blaues Kolloid MoO_2, $4MoO_3$, $6H_2O$. Die braune Farbe dagegen war den Kolloiden MoS_2 und MoS_3 zuzuschreiben.

Je nach der Stromrichtung entstehen also Oxydations- oder Reduktionsprodukte, und der Unterschied der Polarisationsspannung in den zwei Richtungen erklärt den verschiedenen Widerstand, gerade wie beim Schlömilchdetektor. Nachher werde ich hierauf zurückkommen.

§ 2. Zersetzung des Pyritdetektors und anderer Detektoren.

Ähnliche Erscheinungen wie beim Molybdänglanzdetektor zeigten sich beim Pyritdetektor und immer am deutlichsten, wenn der Kontakt die Gleichrichterwirkung am besten hervortreten ließ. In diesem Falle ging der Strom wieder vom Kristall nach der Platinspitze. Diese Richtung war die des größeren Widerstandes im Gegensatz zum Molybdänglanzdetektor. Dieses wird später auch aus den Gleichstromcharakteristiken hervorgehen.

Die Zersetzung ergibt hier eine schwarze und eine farblose Flüssigkeit, aus denen sich weiße Kristalle absetzen. Die Erscheinung ist viel schwächer als beim Molybdänglanzkontakt. Außerdem darf an den Pyritdetektor nicht mehr als 5 Volt Spannung angelegt werden, da sonst die Gleichrichterwirkung und damit die Zersetzung ganz nachläßt.

Weiter wurden noch Bleiglanz-, Rotzinkerz-, Kupferkies-, Kupferglanz-, Buntkupfererz- und Karborunddetektoren untersucht. Dabei zeigte sich keine Zersetzung. Nur beim Bleiglanzdetektor war oft ein sehr kleines dunkles Fleckchen auf der Kontaktstelle ersichtlich. Wenn man die Zersetzung mittels Benetzung der Kristallfläche hervorrief, so hörte sie jedoch bald durch Verdunsten der hinaufgelegten Flüssigkeitsmenge völlig auf.

1) Übersetzt aus Kon. Akad. v. Wetensch., Sitzung 30. Nov. 1918.
2) F. Braun, Pogg. Ann. 153, 556, 1874; Wied. Ann. 1, 95, 1877; 4, 476, 1878, 19, 340, 1883.
3) W. H. Eccles, Proc. Phys. Soc. London 25, 273, 1913.

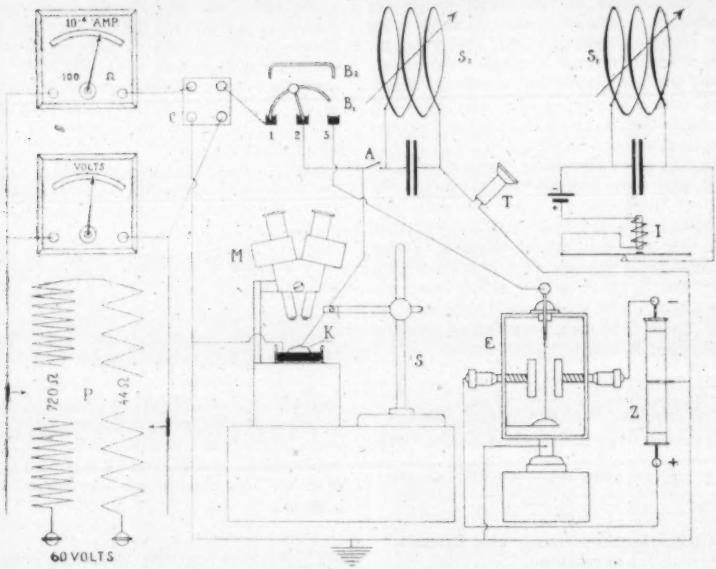


Fig. 1.

§ 3. Versuche im luftleeren Raum.

Man vermutete, daß die Gleichrichterwirkung hervorgerufen werde durch Elektrolyse in einer adhärierten Feuchtigkeitsschicht, wobei die anfänglich noch unsichtbaren Zersetzungsprodukte, wenn sie hygroskopisch sind, aus der Luft Feuchtigkeit anziehen können, so daß die Zersetzung sichtbar werden kann. Letzteres würde dann beim Molybdänglanz- und beim Eisenpyritdetektor der Fall sein.

Eine Untersuchung im Vakuum und in einer Wasserstoffatmosphäre zeigte, daß die Gleichrichterwirkung nicht verschwand, während die Zersetzung niemals sichtbar wurde. Die unipolare Leitung ließe sich jedoch in diesem Falle sehr gut durch eine adhärierte Feuchtigkeitsschicht erklären, da diese sehr schwer und wenigstens nicht durch bloßes Evakuieren entfernt werden kann.

Auch unter einer Paraffinölschicht blieb die Gleichrichterwirkung bestehen, während sich keine Zersetzung zeigte.

Aus diesen Experimenten darf man aber nicht schließen, daß die Zersetzung nur eine Nebenerscheinung sei, welche nicht ursächlich mit der Gleichrichterwirkung zusammenhänge. Die Sachlage wird jedoch erst klar, wenn man die Charakteristiken der Detektoren betrachtet, welche den Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und Strom darstellen.

§ 4. Das Messen der Gleichstromcharakteristiken.

Da der durch den Detektor geführte Strom nicht nur von der angelegten Spannung, sondern auch von der Zeit abhängt, während welcher der Strom schon durchgegangen ist, wird die Charakteristik sich mit der Zeit ändern. Man mußte also durch eine genügende Anzahl schneller Ablesungen die Kurve in kurzer Zeit zu bestimmen versuchen.

Da Spiegelgalvanometer zu träge sind, wurden Präzisionsinstrumente von Siemens & Halske gebraucht, welche aperiodisch waren und als Zeigerinstrumente ein schnelles Ablesen ermöglichten.

Die benutzte Schaltung zeigt Fig. 1.

Der Kristall K schwamm auf Quecksilber, das zu gleicher Zeit zur Stromzufuhr diente. Die Kontaktstelle konnte durch das Binokularmikroskop M wahrgenommen werden. Auch zeigt die Figur, wie man mittels Bügels B_1 den Detektor mit dem Wulfschen Elektrometer E verbinden konnte.

Weiter war es möglich, den Kontakt als Detektor zu prüfen. Dazu wurden im Kreis S_1 elektrische Schwingungen nach der Eichhornschaltung erregt und im Kreis S_2 induziert. Nach Entfernung des Bügels B konnte man mittels der Verbindung A den Detektor hinter das Telephon T in den Kreis S_2 einschalten.

§ 5. Gleichstromcharakteristiken der elektrolytischen Detektoren.

Die Charakteristik des elektrolytischen Detektors zeigt, daß die Abweichungen vom Ohmschen Gesetz durch eine Polarisationsspannung erklärt werden, welche eine Folge der Zersetzung ist[1]). Die Charakteristik (Kurve a in Fig. 2) wird

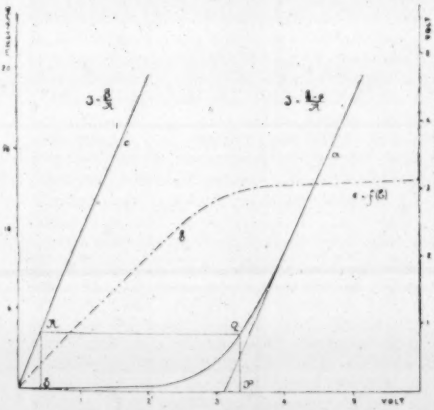


Fig. 2.

nämlich durch die Formel $I = \frac{E - e}{R}$ gegeben, worin I die Stromstärke, E die angelegte Spannung und R ein konstanter Widerstand bedeutet, während e die erregte Polarisationsspannung ist. Die Kurve b zeigt, wie diese Gegenspannung mit der angelegten Spannung anfänglich zunimmt und sich bald einem Maximum nähert (bei der Schlömilchzelle von ungefähr 3 Volt). Wenn das Maximum erreicht worden ist, zeigt die Charakteristik a ein gerades Stück, welches die Abszissenachse schneidet an einem Punkte, der den Maximalwert der Gegenspannung angibt. Diesen aus den Kurven abgelesenen Maximalwert findet man auch durch direkte Messung mit dem Elektrometer.

Wenn es keine Polarisationsspannung gäbe, so würde die Gerade c hier das Ohmsche Gesetz darstellen; dieselbe ist parallel zum geraden Stück von a.

Wenn OP die angelegte Spannung darstellt, gibt RQ die Gegenspannung an, deren Verlauf man also aus der Charakteristik ableiten kann.

Man könnte die oben genannte Größe R den „wahren Widerstand“ und

$$\frac{E}{I} = \frac{E}{E - e} R$$

den „scheinbaren Widerstand“ des Detektors nennen. Ersterer wird durch die Tangente des Winkels, welchen der gerade Teil der Charakteristik mit der Ordinatenachse macht, gegeben. Aus dem Verlauf dieses Teiles kann also sowohl der Maximalwert der Gegenspannung wie der wahre Widerstand entnommen werden.

Wenn man den Strom in die entgegengesetzte Richtung durch die Schlömilchzelle mit nicht allzu kleiner Platinspitze schickt, so entsteht eine ganz ähnliche Kurve, welche in dem dritten Quadrant zu zeichnen ist. Die zwei Kurven bilden zusammen die vollständige Charakteristik, welche den Ursprung als Symmetriepunkt hat. Den Symmetriepunkt vermag man außerhalb des Ursprungs zu bringen, indem man eine konstante Hilfsspannung anlegt.

Die Zelle wirkt dann als Gleichrichter für Wechselstrom. Wenn in der Schlömilchzelle an der Stelle der Platinspitze eine Spitze aus Kupfer oder Molybdän tritt, so entsteht eine Zelle, welche auch ohne Hilfsspannung eine unipolare Leitfähigkeit und deshalb eine Charakteristik zeigt, welche dem Ursprung gegenüber unsymmetrisch ist. Diese ist die Kurve FI in Fig. 3. Der wahre Widerstand ist derselbe in den zwei Richtungen, wie der parallele Verlauf der beiden Äste zeigt[1]), aber der Maximalwert der Gegenspannung ist in den zwei Richtungen verschieden und beträgt, wenn der Strom von der Schwefelsäure nach der Spitze geht, ungefähr 2,2 Volt und in der entgegengesetzten Richtung ungefähr 0,75 Volt. Diese soviel kleinere Polarisationsspannung tritt nach Armagnat[2]) immer auf, wenn die Anode in der Flüssigkeit löslich ist.

Eine merkwürdige Erscheinung, welche Armagnat nicht beobachtete, tritt hervor, wenn man die Molybdän- oder Kupferelektrode sehr

1) Armagnat, Journal de Physique 5, 748, 1906.

1) Bemerkung. Da auf den Achsen die Ausschläge des Volt- und des Milliampèremessers unmittelbar abgemessen worden sind, werden die wahren Widerstände, welche man in bekannter Weise aus den Charakteristiken der Fig. 3 ableitet, durch Vermehrung mit dem Widerstand des Milliampèremessers, alle 100 Ohm zu groß. Dies hat, wie man leicht einsieht, auf die Diskussion keinen Einfluß.

2) Armagnat, l. c.

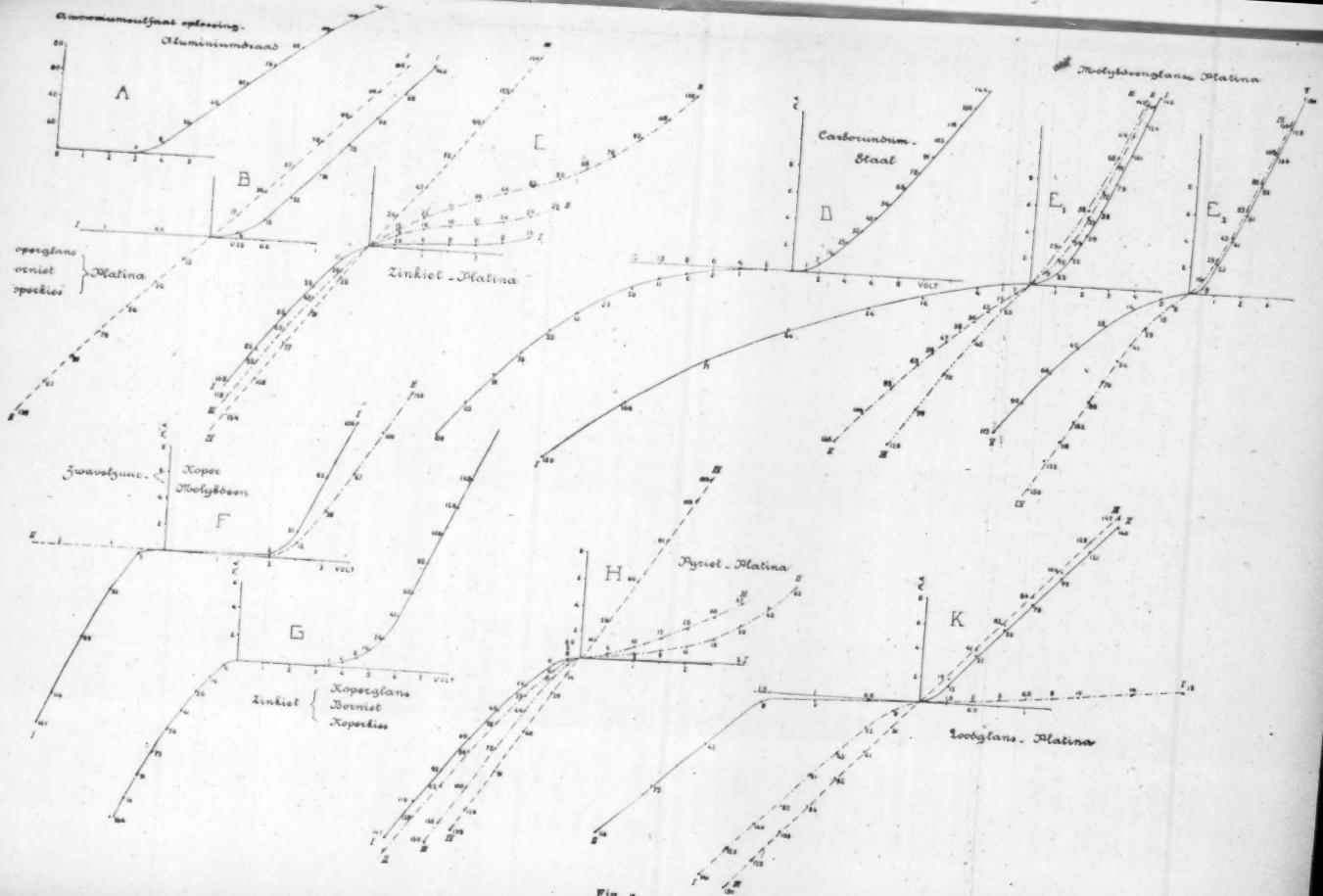

Ammoniumsulfaat oplossing.
Aluminiumdraad
A
B
Koperglans
Overniet
Koperkies
Platina
Zinkiet - Platina
C
Carborundum -
Staal
D
VOLT
Molybdeenglans - Platina
E1
E2
Zwavelzuur
Koper
Molybdeen
F
G
Zinkiet
Koperglans
Borniet
Koperkies
H
Pyriet - Platina
K
Loodglans - Platina

Fig. 3.

klein nimmt. Die Charakteristik FII zeigt im ersten Quadranten nur eine Abnahme des wahren Widerstands. Im dritten Quadranten läuft die Kurve wagerecht bis ungefähr 20 Volt, bei welcher Spannung man plötzlich einen starken Strom wahrnimmt. Der große scheinbare Widerstand stellt sich sofort wieder her, wenn die angelegte Spannung unter 20 Volt verringert wird. Die merkwürdigen Zersetzungserscheinungen, welche in der Nähe von einer sehr kleinen Elektrode auftreten, bedingen offenbar die hier so bemerkenswerte unipolare Leitung. Die kolloide Sauerstoffverbindung Mo_5O_{14}, welche dabei entsteht, deutet auf einen Zusammenhang zwischen diesen Erscheinungen und denjenigen, welche bei dem Aluminiumgleichrichter auftreten und von G. Schulze ausführlich untersucht worden sind. In der Tat zeigt die Charakteristik A eines Gleichrichters — bestehend aus einer Platinplatte und einer Aluminiumspitze in einer Ammoniumsulfatlösung — eine große Übereinstimmung mit der Charakteristik FII. Die Ventilwirkung der Aluminiumzelle schreiben Schulze und Taylor[1]) einem dünnen Sauerstoffhäutchen zu, welches von einer Schicht kolloiden Aluminiumhydroxyds gehalten wird. Auch hat Schulze gefunden, daß außer Aluminium viele andere Metalle sich ebenso verhalten.

Im dritten Quadranten läuft die Charakteristik A auch genau wagerecht, bis bei ungefähr 25 Volt ein starker Strom durchging, während eine Schicht Aluminiumhydroxyde sich von der Spitze loslöste. Der Gleichrichter stellte sich nach Abnahme der angelegten Spannung sofort wieder her. Clarence Greene[2]) hat gezeigt, daß der wagerechte Teil dadurch entsteht, daß eine Polarisationsspannung der angelegten Spannung entgegenwirkt.

Man könnte also kurz sagen, daß die Charakteristiken der betrachteten elektrolytischen Detektoren immer die Gestalt der Kurve FII zeigen, mit zwei parallelen geraden Zweigen. Es wäre möglich, daß ein Zweig nicht gefunden wird, da der Detektor in einer Richtung nur wenig Strom verträgt. Dabei kann der Ursprung mit dem Kurvenmittelpunkt zusammenfallen oder in der Nähe der einen Biegung liegen.

§ 6. Gleichstromcharakteristiken von Kristalldetektoren.

Molybdänglanz-Platin. Bei der Charakteristik E_1I eines sehr wirksamen Molybdänglanzdetektors tritt im ersten Quadranten deutlich ein gerader Teil hervor. Die daneben verzeichneten Zahlen bedeuten die abgelesene 10^{-4} Amp., wenn die angelegte Spannung jedesmal mit 0,5 oder 1 Volt vermehrt wurde. Bei der Kurve im ersten Quadranten ging der Strom von dem Kristall auf die Spitze über. Die Charakteristik E_1I wurde aufgenommen, bevor irgendeine Zersetzung zu bemerken war. Die Kurve läßt sich unschwer durch die Formel

$$I = \frac{E - e}{R}$$

darstellen. Hierin bedeutet R wieder den wahren Widerstand und e eine Gegenspannung, beide vorläufig nur hypothetisch.

Als man nun hierauf kurze Stromstöße durch den Detektor sandte und dann aufs neue die Charakteristik bestimmte, zeigte sich die Kurve E_1II und später E_1III. Auch diese Kurven haben gerade Teile *und die Neigung dieser geraden Teile ist dieselbe.* Die Kurven verschieben sich also und nähern sich einer durch den Ursprung gezogenen Geraden mit derselben Neigung, welche offenbar das Ohmsche Gesetz darstellen würde. (Dieses wird bei den anderen untersuchten Kristallen noch besser hervortreten.) Hieraus geht das Bestehen der Größe R als wahrer Widerstand des Kontakts und zugleich das Auftreten einer Gegenspannung mit Maximalwert hervor. Daß diese Gegenspannung elektrolytischer Natur ist, zeigte sich, als man den Strom während einiger Minuten durchgehen ließ. Nachdem die bekannte Zersetzung sichtbar geworden war, trat die Kurve E_2IV an die Stelle der Charakteristik E_1III und nachdem der Kontaktdruck etwas verringert war, entstand die Kurve E_2V, welche die unipolare Leitung wieder deutlich zeigt. Als die Zersetzung noch ein wenig weiter geschritten war, wurde eine nun offenbar elektrolytische Gegenspannung von 1,1 Volt gemessen, und dieser Wert wurde auch von dem Schnittpunkt des geraden Teiles der Charakteristik gegeben. Der ganz gleichmäßige Übergang der Kurve E_1I in die Kurve E_2V, während der wahre Widerstand sich nicht ändert, zeigt uns, daß die Abweichungen vom Ohmschen Gesetz beim Molybdänglanzdetektor ohne sichtbare Zersetzung erklärt werden müssen durch eine noch unsichtbare Zersetzung in einer dünnen adhärierten Schicht.

Bei großen Stromstärken zeigt die Charakteristik wieder eine schwache Biegung. Die hohle Seite ist dabei der Vertikalachse zugewendet. Diese Erscheinung wird durch die Widerstandsabnahme erklärt, welche bei derartigen Stoffen

1) A. H. Taylor, Wied. Ann. 30, 984, 998, 1016.
2) Clarence Greene, Phys. Review, 2. Ser., Vol. 3, 1914.

bei steigender Temperatur auftritt[1]). Beim Molybdänglanz geht der Widerstand durch eine Temperatursteigung von 0°—200° C schon auf die Hälfte herunter[2]). Die schnelle Verdampfung eines Öltröpfchens auf der Kontaktstelle zeigt, wie bedeutend die Erhöhung der Temperatur ist, welche ein Strom von 0,03 Amp. erzeugt.

Karborund-Stahl. Beim empfindlichen Karborund-Stahldetektor wurde, wie schon gesagt, keine Zersetzung bemerkt. Auch war es nicht möglich, die Charakteristik D zu ändern, ausgenommen durch sehr große Stromstärke. Doch wird man die besondere Form der Charakteristik im ersten Quadranten am einfachsten erklären durch eine Gegenspannung mit einem Maximalwert von ungefähr 2,5 Volt, welche deshalb elektrolytischer Natur ist.

Zinkit-Bornit. Die Charakteristik G eines Zinkit-Bornitdetektors stimmt genau überein mit der Charakteristik der elektrolytischen Zelle. Genau dieselben Charakteristiken haben die Kombinationen Zinkit-Kupferkies und Zinkit-Kupferglanz. Die geraden Teile schneiden die Achse im ersten Quadranten (Strom vom Kristall nach der Spitze) bei 5 Volt, im dritten Quadranten bei — 0,4 Volt. Sie verschieben sich parallel, wenn man Stromstöße durchsendet. Da dieses auch hervorgeht aus den Erscheinungen bei den Detektoren, welche entstehen, wenn man Zinkit und die Kupferverbindungen einzeln mit einer Platinspitze in Kontakt bringt, hat es keinen Zweck, hier näher darauf einzugehen.

Zinkit-Platin. Die Kurve CI ging durch Stromstöße allmählich über in die Gerade CIV. Die Neigung der Kurve I bestimmt also den wahren Widerstand und dadurch ist das Dasein einer Gegenspannung von 0,4 Volt in einer Richtung bewiesen. Hieraus geht hervor, daß auch in der andern Richtung eine Gegenspannung auftreten muß. Wirklich zeigten einige Charakteristiken im ersten Quadranten ein gerades Stück, welches die Axe bei ungefähr 3 Volt schnitt. Als Beispiel ist eine Charakteristik in der untenstehenden Tabelle gegeben.

Von Zinkit nach Platin

0,25	0,5	0,75	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0 Volt
1	3	4	5	6,5	7	8	8,5><0,0001 Amp.
2,25	2,5	2,75	3,0	3,25	3,5	3,75	4,0 Volt
9	9,5	10	11	14	20	31	42><0,0001 Amp.

4,25	4,5	4,75 Volt
52	63	74><0,0001 Amp.

1) O. Reichenheim, Über die Elektrizitätsleitung einiger natürlich kristallisierten Oxyde, Sulfide und des Graphits. Inauguraldissertation, Freiburg 1906.

2) G. W. Pierce, Phys. Review, 1. Ser. Vol. 28, 1909.

Von Platin nach Zinkit

0,25	0,5	0,75	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0 Volt
1,5	9	16,5	24	33	45	56	67><0,0001 Amp.
2,25	2,5	2,75	3,0	3,25	3,5	3,75	4,0 Volt
77	86	98	108	118	129	140	150><0,0001 Amp.

Buntkupfererz-Platin. Die Charakteristik BI zeigt, daß in der Richtung von Platin zum Kristall der scheinbare Widerstand sehr groß ist. Sobald in dieser Richtung der Strom merkbar durchging, änderte die Kurve BI sich in BII. Genau dieselben Kurven geben die Kombinationen Kupferglanz-Platin und Kupferpyrit-Platin. Der gerade Teil von BI zeigt uns, daß in einer Richtung eine Gegenspannung von 0,4 Volt erscheint.

Wenn man die Kurven BI und CI betrachtet, tritt es sofort klar zutage, warum der Zinkit-Kupferpyritdetektor die Gleichrichterwirkung so besonders gut zeigt. Man kann nämlich die Kurve G als eine Superposition der Kurven CI und BI betrachten, wobei letztere erst um 180° gedreht wird.

Zinkit-Molybdänglanz. Um diese letzte Auffassung zu prüfen, sind Zinkit und Molybdänglanz, welche jedes für sich in Verbindung mit Platin eine so ganz verschiedene Charakteristik geben, miteinander in Verbindung gebracht worden. Die in der untenstehenden Tabelle angegebene Charakteristik zeigt, wie verschieden in den zwei Richtungen der scheinbare Widerstand ist.

Von Zinkit nach Molybdänglanz

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12 Volt.
1	2	4	6	7	9	12	14	18	29	49	79><0,0001 Amp.

Von Molybdänglanz nach Zinkit

0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5 Volt
1	5,5	15	26	39	51	64	75	86><0,0001 Amp.

5	5,5	6 Volt.
98	110	123><0,0001 Amp.

Auch zeigt sich, daß die Gleichrichterwirkung des Zinkitdetektors ebenso erklärt werden muß, wie die des Molybdändetektors, d. h. durch elektrolytische Polarisation.

Bleiglanz-Platin. Die Charakteristik hatte gewöhnlich die Form der Kurve BI. Bisweilen ergab sich jedoch eine Charakteristik mit der Form der Kurve CI. Bei diesem Detektor war also die Richtung des größten Widerstandes nicht immer dieselbe. Außerdem änderten sich die Charakteristiken schnell mit der Zeit. Es war möglich, eine Charakteristik der einen Form in eine solche der zweiten Art übergehen zu lassen. Nachdem ein Strom von 0,005 Amp. während 15 Minuten von Bleiglanz nach Platin durchgegangen war, wurde die Charakteristik KI gemessen. Im ersten Quadranten konnte keine Krümmung aufgenommen werden, da bei höherer

Spannung die Kurve KI plötzlich in die Gerade III überging. Wurde jedoch ein Strom von 0,01 Amp. während 15 Minuten vom Platin zum Bleiglanz geschickt, so zeigte sich die andere Charakteristik KII. Die Kurven zeigen sehr deutlich, wie in allen Fällen der wahre Widerstand sich nicht ändert. Die Maximalwerte der Gegenspannungen sind scharf angegeben und leicht abzulesen. Daß hier zwei Charakteristiken nebeneinander bestehen, läßt sich durch Änderungen im Kontakt erklären, welche Folge des Stromdurchgehens und ohne Zweifel elektrolytischer Natur sind.

Eisenpyrit-Platin. Die Charakteristiken HI bis IV weisen nach dem Gesagten wenig Neues auf. Die im Anfang beschriebene Zersetzung dieses Detektors wurde erst wahrgenommen, nachdem schon aus den Eigentümlichkeiten der Charakteristik der Beweis hervorgegangen war, daß die elektrolytische Polarisation die Ursache der Gleichrichterwirkung ist.

Zusammenfassung.

Außer beim Molybdänglanzdetektor wurde auch beim Eisenpyritdetektor eine elektrolytische Zersetzung wahrgenommen; die in den zwei Richtungen verschiedene Polarisationsspannung erklärt den Stromunterschied beim Wenden des Stromes.

Es wurden die Gleichstromcharakteristiken dieser Detektoren mit denen anderer Kristalldetektoren und denen der elektrolytischen Zelle verglichen. Aus der Übereinstimmung zwischen den Eigentümlichkeiten dieser Charakteristiken wird der Schluß gezogen, daß die Gleichrichterwirkung bei allen untersuchten Detektoren ihre Ursache in einer elektrolytischen Polarisation innerhalb einer adhärierenden Feuchtigkeits- und Gasschicht findet.

Der Widerstand der untersuchten Detektoren ist kleiner als man gewöhnlich annimmt, und beträgt in den meisten Fällen nicht mehr als 100 Ohm.

(Eingegangen 15. Juli 1919.)

Eine mechanische Theorie der Serienspektra.

Von A. Korn.

II.

Mechanische Erklärung des die Spektraltheorie beherrschenden Wechselwirkungsgesetzes.

In der ersten Abhandlung[1]) habe ich gezeigt, daß ein Massensystem $m_0 m$ zu einer Schwingungsserie, entsprechend der Kayser-Rungeschen Formel, Anlaß geben kann, wenn eine (bei positivem Vorzeichen abstoßend zu rechnende) Zentralkraft $f(r)$ von m_0 auf m ausgeübt wird, welche durch die folgende Bestimmung gegeben ist:

$$f(r) = F'(r),$$
$$F(r) = \left(\alpha + \frac{\beta}{r^2}\right) \cos \frac{r}{\lambda} 2\pi + \frac{2\pi}{3\lambda} \frac{\gamma}{r^3} \sin \frac{r}{\lambda} 2\pi, \quad (1)$$

wo α, β, γ, λ Konstanten sind. In dieser Abhandlung will ich eine mechanische Erklärung eines solchen Wechselwirkungsgesetzes geben.

Die Form des Gesetzes, welche ein wellenartiges Abnehmen und Zunehmen der Zentralkraft mit der Entfernung r anzeigt, deutet, wie ich schon am Schlusse der ersten Abhandlung bemerkte, darauf hin, daß bei einer Erklärung des Wechselwirkungsgesetzes mit Hilfe von Schwingungen der Teilchen und Voraussetzung eines Zwischenmediums dieses letztere als kompressibel[1]) anzunehmen ist. Der erste Gedanke ist, zu versuchen, ob nicht auch hier die Voraussetzung einer Pulsation der Teilchen, welche (allerdings mit ganz außerordentlich kleinen Schwingungsdauern) für gravitierende Teilchen anzunehmen ist, in Betracht gezogen werden kann, bzw. ob uns nicht die Folgerungen, welche sich an eine solche Betrachtung knüpfen, auf den richtigen Weg bringen können.

Bei Voraussetzung von Wirbellosigkeit ist das Geschwindigkeitspotential, welches eine pulsierende Kugel m_0 von dem Radius:

$$R = R_0 - \varepsilon \sin \frac{t}{T} 2\pi \quad (R, \varepsilon, T \text{ Konstanten}) \quad (2)$$

in einer unendlich ausgedehnten, kompressiblen Flüssigkeit hervorruft:

$$\left.\begin{aligned} \varphi_0(x, y, z, t) = \frac{R_0^2}{r} \Big\{ & k_1 \cos\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda}\right) 2\pi + \\ & + k_2 \cos\left(\frac{t}{T} + \frac{r}{\lambda}\right) 2\pi \Big\} + \\ & + \frac{k R_0^2}{r} \Big\{ \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda}\right) 2\pi - \\ & - \sin\left(\frac{t}{T} + \frac{r}{\lambda}\right) 2\pi \Big\}, \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

wo r die Zentraldistanz des Punktes (x, y, z) vorstellt, k, k_1, k_2 Konstanten sind, welche der Gleichung:

$$k_1 + k_2 = \frac{2\pi}{T} \varepsilon \quad (4)$$

[1]) Diese Zeitschr. 20, 491, 1919.

[1]) Das fordert, wie bereits am Schlusse der ersten Abhandlung hervorgehoben wurde, daß die hier in Betracht zu ziehenden Schwingungsdauern erheblich größer sein müssen, als für die elektro-magnetische Felder hervorbringenden Schwingungen.

genügen, und

$$\lambda = cT \tag{5}$$

(c eine dem kompressiblen Medium zugehörige Konstante) zu setzen ist, bei der Voraussetzung, daß die Bewegung periodisch mit der Schwingungsdauer T ist, von solcher Art, daß:

$$\left.\begin{aligned}\varphi_0(x, y, z, t) = \varphi_1(x, y, z)\cos\frac{t}{T}2\pi + \\ + \varphi_2(x, y, z)\sin\frac{t}{T}2\pi.\end{aligned}\right| \tag{3'}$$

Es ist dann in der Tat, wenn R gegen λ, ε gegen R klein ist, so daß bereits Größen von der Form:

$$k\frac{R^2}{\lambda^2},\ k\frac{\varepsilon}{R};\ k_1\frac{R^2}{\lambda^2};\ k_1\frac{\varepsilon}{R};\ k^2\frac{R^2}{\lambda^2},\ k^2\frac{\varepsilon}{R}$$

gegen bzw. k, k_1, k_2 vernachlässigt werden können:

$$\frac{\partial\varphi_0}{\partial\nu_a} = -\frac{2\pi}{T}\varepsilon\cos\frac{t}{T}2\pi = \frac{dR}{dt} \tag{6}$$

(ν_a möge die in die Flüssigkeit hineingehende Richtung der Oberflächennormalen bedeuten).

Zu beachten ist die Unbestimmtheit des Problems, da ja k beliebig bleibt und k_1 und k_2 nur die Bedingung (4) zu erfüllen haben. Wie bekannt, können bei Voraussetzung der Kompressibilität des äußeren Mediums im allgemeinen solche Probleme nur durch gewisse Anfangsbedingungen zur Zeit $t = 0$ zu bestimmten Problemen gemacht werden.

Ganz allgemein ist jedes Geschwindigkeitspotential, welches nur von r und t abhängen soll, wie bekannt, von der Form:

$$\varphi(x, y, z, t) = \frac{F_1(r + ct) + F_2(r - ct)}{r}, \tag{7}$$

wo F_1 und F_2 zwei mit ihren ersten Ableitungen stetige Funktionen ihrer Argumente sind, wenn wir Unstetigkeiten in den Geschwindigkeitskomponenten und ihren ersten Ableitungen ausschließen.

Man kann nun, wie in dem Falle der Annahme der Inkompressibilität des äußeren Mediums, auch in dem Falle der Kompressibilität das Problem für zwei in dem Medium pulsierende Kugeln m_0 und m durch Bestimmung des Geschwindigkeitspotentials φ in Angriff nehmen und die scheinbaren Kräfte

$$X = \frac{1}{T}\int_t^{t+T}\int_\omega p\cos(\nu x)\,d\omega\,dt, \tag{8}$$

berechnen, welche infolge der Pulsationen z. B. auf die zweite Kugel m ausgeübt werden, wobei die Integration mit dem Index ω über alle Elemente $d\omega$ (mit der inneren Normalen ν) der Oberfläche der Kugel m zu erstrecken sind, p den hydrodynamischen Druck der Flüssigkeit an der Stelle des Oberflächenelements $d\omega$ vorstellt. Wie in dem Falle eines inkompressiblen Zwischenmediums wird sich das Geschwindigkeitspotential φ zusammensetzen aus dem Geschwindigkeitspotential φ_0, einem entsprechenden der zweiten Kugel zugehörigen Gsechwindigkeitspotential und weiteren Geschwindigkeitspotentialen, welche von den wechselseitigen Reflexionen an den beiden Kugelflächen herrühren. Der Druck p ist mit dieser Funktion φ nach der Formel:

$$p = -\mu\left|\frac{d\varphi}{dt} - \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right]\right| \tag{9}$$

zu bilden und in (8) einzusetzen, wobei μ die der Gleichung

$$\frac{d\mu}{dt} = -\mu\left|\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right| \tag{10}$$

entsprechende Dichte des Mediums ist.

Wenn man die Rechnung durchführt, kommt man, analog wie bei Voraussetzung eines inkompressiblen Zwischenmediums, zu dem Resultate, daß von m_0 auf m eine (bei positivem Vorzeichen abstoßende) Zentralkraft[1]):

$$\left.\begin{aligned}R = \psi'(r_0), \\ \psi(r_0) = \frac{1}{T}\int_t^{t+T}\varphi_0(r_0)\int_\omega\mu\frac{\partial\varphi}{\partial\nu}\,d\omega\,dt\end{aligned}\right| \tag{11}$$

ausübt, wenn man Größen vernachlässigt, welche gegen R von der Ordnung der Quotienten Radien der Kugeln/Zentraldistanz klein sind; die Zentraldistanz ist hier mit r_0 bezeichnet, das Integral mit dem Index ω ist über alle Elemente $d\omega$ der Oberfläche ω des Teilchens m zu erstrecken.

Gegenüber dem Falle der Inkompressibilität des Zwischenmediums, für welchen $\lambda = \infty$ zu setzen wäre und eine Zentralkraft umgekehrt proportional dem Quadrat der Zentraldistanz herauskommt, sehen wir hier, wenn wir den Wert (3) von φ_0 einsetzen, daß die wesentlichen Glieder der Zentralkraft bei der Annahme der Kompressibilität des äußeren Mediums der ersten Potenz der Zentraldistanz umgekehrt proportional sind.

1) Am besten mit Hilfe der Transformation:

$$\left.\begin{aligned}X = \frac{1}{T}\int_t^{t+T}\int_\omega\mu\left|\frac{\partial\varphi}{\partial x}\frac{\partial\varphi}{\partial\nu} - \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 + \right.\right.\right. \\ \left.\left.\left. + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right]\cos(\nu x)\right| d\omega\,dt, \ldots\end{aligned}\right| \tag{8'}$$

(man vgl. diese Zeitschr. 19, 203, 1918; „Eine mechanische Theorie der Reibung", Ferd. Dümmlers Verlag, Berlin 1901, S. 130—136), die in gleicher Weise, wie für ein äußeres inkompressibles Medium, auch für ein äußeres kompressibles Medium gilt.

In dem von uns gesuchten Wechselwirkungsgesetze (1) sollen grade Glieder mit $\frac{1}{r}$ im Nenner fehlen, wir kommen daher zunächst zu dem negativen Ergebnis, daß wir von ewig pulsierenden Kugeln, wie hier angenommen, das erwartete Resultat nicht erhalten können; die Untersuchung führt uns aber auf einen Weg, um doch die Erfüllung unseres Wunsches, die mechanische Deutung des Wechselwirkungsgesetzes (1), zu erreichen.

Wir betrachten statt des Geschwindigkeitspotentials (3) das folgende:

$$\varphi_0(x, y, z, t) = \\ = C \frac{e^{-\sigma\frac{R}{\lambda}} - e^{-\sigma\left(\frac{r}{\lambda}+\frac{t}{T}\right)}}{r} \cos\left(\frac{t}{T}+\frac{r}{\lambda}\right) 2\pi, \tag{12}$$

wobei C eine Konstante, σ eine sehr kleine positive Zahl sei; das Potential ist von der Form (7), so daß dasselbe eine in dem kompressiblen Medium mögliche, wirbellose, nur von der Zentraldistanz r eines einzigen in dem Medium vorhandenen Teilchens m_0 abhängende Bewegung darstellt.

Die Bewegung der Kugelfläche ist dabei wieder eine Pulsationsbewegung, aber von solcher Art, daß die Pulsationsamplitude in der Zeit von

$$t = 0 \text{ bis } t = t_0$$

(t_0 sei eine kleine Zeitdauer, die gegen T groß sei) von Null bis zu einem gewissen endlichen Werte A_0 zunimmt; wir wollen sagen, daß in diesem Falle (12) die Pulsation des Teilchens m_0 exponentiell von Null bis zu einer gewissen endlichen Pulsationsenergie zunimmt.

Zu bemerken ist, daß wir in diesem Falle bei genügend kleinem t_0 für genügend kleine Werte von r, die im übrigen gegen R noch groß, etwa mit λ vergleichbar sein mögen

$$\frac{e^{-\sigma\frac{R}{\lambda}} - e^{-\sigma\left(\frac{r}{\lambda}+\frac{t}{T}\right)}}{r} = \frac{\sigma}{\lambda} + \frac{\sigma}{T}\frac{t}{r} + \ldots \tag{13}$$

entwickeln können und für unsere Zwecke nur das erste Glied[1]) rechts in Betracht zu ziehen brauchen. Nehmen wir in der Tat jetzt wieder außer diesem Teilchen m_0 noch ein zweites Teilchen m in dem Medium an, welches nach dem Gesetz (2) pulsieren möge, so wird man, da sich die Kraftwirkung von m_0 auf m wieder nach der Formel (11) berechnet, für den Fall, daß die Zentraldistanz r_0 genügend klein (wenn auch groß gegen R, etwa mit λ vergleichbar) ist, in erster Annäherung (Mittelwert im Verlaufe einer Schwingungsdauer T) eine Zentralkraft von der Form

$$\left.\begin{aligned} R &= \psi'(r_0), \\ \psi(r_0) &= \alpha \cos \frac{r_0}{\lambda} 2\pi, \end{aligned}\right| \tag{14}$$

in der Zeit

$$0 \leqq t \leqq t_0$$

erhalten, wobei α eine Konstante vorstellt[1]).

Wir können also sagen, daß ein Wechselwirkungsgesetz (14) erreicht werden kann, während das Teilchen m_0 eine exponentiell von Null bis zu einer gewissen endlichen Pulsationsenergie zunehmende Pulsation besitzt.

Wir betrachten jetzt das folgende Geschwindigkeitspotential

$$\varphi_0(x, y, z, t) = \frac{c_1}{r(r+ct)^M} \left\{ \begin{aligned} &\cos\left(\frac{t}{T}+\frac{r}{\lambda}\right) 2\pi, \\ &\sin\left(\frac{t}{T}+\frac{r}{\lambda}\right) 2\pi, \end{aligned}\right. \tag{15}$$

wobei c_1 eine Konstante, M irgendeine positive Zahl bedeuten möge; das Potential ist von der Form (7), so daß durch dasselbe eine in dem kompressiblen Medium mögliche wirbellose, nur von der Zentraldistanz eines einzigen in dem Medium vorhandenen Teilchens m_0 abhängende Bewegung dargestellt wird.

Die Bewegung der Kugelfläche ist dabei wieder eine Pulsationsbewegung, aber von solcher Art, daß die Pulsationsamplitude des Teilchens m_0 in der Zeit von $t = 0$ bis $t = \infty$ von einem bestimmten endlichen Werte A_0 zu Null abnimmt; wir wollen sagen, daß in diesem Falle (15) die Pulsation des Teilchens polar von der Ordnung M von einer gewissen endlichen Pulsationsenergie zu Null abnimmt.

Nehmen wir jetzt wieder außer dem Teilchen m_0 noch ein zweites Teilchen m in dem unendlich ausgedehnten Medium an, welches nach dem Gesetz (2) pulsieren möge, so wird man, da sich die Kraftwirkung von m_0 auf m wieder nach der Formel (11) berechnet, für den

1) Das zweite Glied, welches $\frac{1}{r}$ enthält, ergibt bei der Berechnung des Zeitintegrals in (11) den Faktor

$$\frac{1}{4}\frac{\sigma T t}{T} = \frac{1}{4}\sigma t = \frac{1}{4}\frac{\sigma}{\lambda} T \cdot \frac{\lambda t}{T},$$

der auch nach Division durch T zu vernachlässigen sein wird, wenn $\frac{\lambda t_0}{T}$ gegen die Längeneinheit klein ist.

1) Bei sehr großen r_0 kann natürlich diese erste Annäherung nicht bestehen; sie gilt nur für kleine Werte von r_0, die aber noch sehr groß gegen R (etwa mit λ vergleichbar) sein mögen.

Fall, daß die Zentraldistanz genügend klein (wenn auch groß gegen R, etwa mit λ vergleichbar) ist, in erster Annäherung (Mittelwert im Verlauf einer Schwingungsdauer T) eine Zentralkraft von der Form

$$R(t) = \frac{\partial X(r_0, t)}{\partial r_0},$$

$$X(r_0, t) = \frac{a_M}{r_0 (r_0 + t)^M} \left| \begin{matrix} \cos \frac{r_0}{\lambda} 2\pi, \\ \sin \frac{r_0}{\lambda} 2\pi, \end{matrix} \right| \qquad (16)$$

ergeben, wo a_M eine Konstante ist. Die mittlere Kraft in einer Zeit $0 \leqq t \leqq T$, wo T zwar sehr klein, aber groß gegen T sein möge, wird von der Form:

$$R = X'(r_0),$$

$$X(r_0) = \frac{A_M}{r_0^M} \left| \begin{matrix} \cos \frac{r_0}{\lambda} 2\pi, \\ \sin \frac{r_0}{\lambda} 2\pi, \end{matrix} \right| \qquad (17)$$

wobei A_M wieder eine Konstante ist ($M > 2$).

Wir können also sagen, daß Wechselwirkungsgesetze von der Form (17) erreicht werden können, während das Teilchen m_0 polar von einer gewissen endlichen Pulsationsenergie gegen Null abnehmende Pulsationen besitzt.

Wir können nun die von uns gewünschte Wechselwirkung (1) erreichen, indem wir zu einer Kraft von der Form (14) Kräfte von der Form (17) hinzufügen. Die mechanische Erklärung des Wechselwirkungsgesetzes (1) ist hiernach dadurch möglich, daß wir eine Pulsation des Teilchens m_0 exponentiell von Null gegen eine endliche Pulsationsenergie zunehmen und dann wieder in einer gewissen Weise polar gegen Null abnehmen lassen; der Vorgang soll sich in einer sehr kurzen Zeit abspielen, der aber immer noch gegen T groß sein möge. Die Pulsation des Teilchens m haben wir dabei von der Form (2) angenommen, was wir empirisch auch so deuten können, daß das Teilchen m seine Pulsationsmaxima ganz außerordentlich rasch (wesentlich rascher als m_0) annimmt und seine Pulsation wesentlich langsamer wieder verliert.

Bei jeder Erschütterung der Umgebung der Teilchen $m_0 m$ durch Nachbarteilchen wird ein solcher Vorgang erzeugt; in einer Zeitdauer, welche mit den Schwingungsdauern des sichtbaren Spektrums vergleichbar ist, sollen sich ganz außerordentlich viele solche Vorgänge abspielen, dann gelangen wir in der Tat auf diesem Wege zu einer befriedigenden, mechanischen Erklärung der einfachsten Serienspektra, welche einer Kayser-Rungeschen Formel, im einfachsten Falle der Formel von Balmer entsprechen.

Mit Rücksicht auf die Untersuchungen Debyes, im besonderen über die Konstitution des Wasserstoffmoleküls, und die auf quantentheoretischen Grundlagen fußenden Spektraltheorien von Bohr, Sommerfeld u. a. werden die beiden folgenden Bemerkungen von Interesse sein:

1. Wie ich bereits zu Beginn der ersten Abhandlung ausführte, sind die hier einleitend auseinandergesetzten Ideen über die Entstehung der Serienspektra den erwähnten Spekulationen gegenüber nicht in einem unüberbrückbaren Gegensatz; die Zusammenhaltung des Moleküls durch elektrische Kräfte kann auch hier sehr wohl angenommen werden, solange die negativen elektrischen Teilchen (m) sich in ihren äußersten Bahnen bewegen. Sobald aber Erschütterungen durch Nachbarmoleküle eintreten, geraten die negativen Teilchen (m) außerordentlich häufig in (innere) Bahnen, welche dem Kerne (m_0) wesentlich näher liegen, und für welche die Wechselwirkungsgesetze (1) an Stelle der elektrostatischen Wechselwirkungen in Übermacht in Wirksamkeit treten.

2. Die Konstante

$$c_2 = r^2 \frac{d\omega}{dt}$$

des Flächenintegrals (zweite Formel 5 der ersten Abhandlung), das bei beliebigen Zentralkräften ebenso gilt, wie bei Zentralkräften, umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung, erhält in den Theorien, welche sich auf die Annahme der Quanta stützen, dadurch, daß in denselben

$$r^2 \frac{d\omega}{dt} = \frac{h}{2\pi m}$$

gesetzt wird (h = Planckssches Wirkungsquantum) eine besondere Bedeutung. Es wäre außerordentlich merkwürdig, wenn die Rotationen der negativen Teilchen um ihre Kerne eine solche universelle Konstante bergen sollten; wird die weitere Entwicklung der Theorie wirklich hierin durch die Erfahrung gestützt werden? Wenn dies der Fall sein sollte, dann würde in der Tat hier das Plancksche Wirkungsquantum eine rein mechanische Bedeutung erlangen.

In später folgenden Untersuchungen sollen weitere Folgerungen aus meiner mechanischen Theorie der Serienspektra gezogen werden.

(Eingegangen 6. Oktober 1919.)

Normale Betrachtungsperspektive.

(Antwort auf den Aufsatz des Herrn Seemann, diese Zeitschr. **20**, 328, 1919.)

Von Hans Witte.

In meinem dritten Aufsatz „Über den Sehraum“[1]) hatte ich eine große Anzahl von Beweisen für die Behauptung beigebracht, daß der Mond so groß wie ein Teller aussieht. Zuletzt hatte ich u. a. gemeint, dieser Tellermond mache sich auch in Bildern bemerklich: ein sehwinkeltreu gemalter oder photographierter Mond wirke zu klein; Maler malten demgemäß den Mond meist im Verhältnis größer, usw. Gegen einen Teil dieser letzteren Ausführungen hat Herr Seemann im zweiten Juliheft dieser Zeitschrift Bedenken erhoben.

Herr Seemann meint zunächst, das Heranziehen von Photographien eines bestimmten Formats sei nicht eindeutig; er weist darauf hin, daß meine Schlüsse nur dann gelten, wenn meine Bilder[2]) aus der Entfernung der Objektivbrennweite, 18 cm, betrachtet werden.

Das ist nun durchaus meine eigene Ansicht. Sie steht auf der gleichen Seite 119 meines damaligen Aufsatzes[1]) zu lesen, die Herr Seemann selber in der Überschrift seines Aufsatzes nennt. Ich hatte dort ausdrücklich geschrieben: „Natürlich muß man die Bilder ... aus der richtigen Entfernung betrachten“ und „die Bildsehweite beträgt 18 cm (Brennweite des Objektivs)“.

Daß der Betrachter wie der Zeichner, wenn er dieser ausdrücklichen Vorschrift zuwider gewohntermaßen aus deutlicher Sehweite blickt (30 cm), einen kleinen Fehler hinzufügt, habe ich allerdings physikalisch gebildeten Lesern gegenüber nicht hervorheben zu sollen geglaubt. Es kann ihn ja jeder leicht berechnen und feststellen, daß dieser Fehler viel zu klein ist, um die zur Rede stehende Täuschung zu erklären[3]).

Auch Herrn Seemanns Gegenbeispiele unterstützen meinen Schluß. Hier handelt es sich darum, daß der Betrachter absichtlich irregeführt wird. Er betrachtet aus deutlicher Sehweite (30 cm) und zeichnet aus dieser ein, er glaubt dabei aus der perspektivisch richtigen Bildsehweite zu betrachten und zu zeichnen, in Wahrheit ist diese viel größer oder kleiner. Wenn der Maler, wie Herr Seemann meint, auch da den Mond so groß einzeichnet, wie in meinen Bildern, so bestätigt dies meine Ansicht, daß der Maler bei einer gegebenen[1]) Bildsehweite den Mond größer zeichnet, als dieser Bildsehweite entspricht. —

Nun ist allerdings hierbei bewußt vorausgesetzt, daß für ein 13×18 cm-Bild die perspektivisch richtige Sehweite normalerweise den Wert ca. 30 cm habe, also mit der deutlichen Sehweite zusammenfalle. Damit scheint sich Herr Seemann nicht befreunden zu können. Er will die Gleichsetzung nur für künstlerisch nicht durchgebildete Menschen gelten lassen; der fachmännische Galeriebesucher betrachte Bilder vom Format 13×18 cm aus einer Bildsehweite von mindestens 1 m, und dieser oder einer ähnlichen Bildsehweite passe der Maler die Perspektive seines Bildes, in diesem Falle also des eingezeichneten Gestirns, bewußt oder unbewußt an.

Dies nun freilich ist ein Einwand, mit dem ich nicht gerechnet habe. Ich bekenne gern, daß Herr Seemann mit diesem Gedanken eine neue Erklärung für die große Mondeinzeichnung des Künstlers gefunden hat, falls Herrn Seemanns große Zahlen für die Bildsehweiten richtig sind. Aber sind sie richtig?

Herr Seemann hat seine Zahlen nur behauptet, nicht bewiesen. Vielleicht in der Erwägung, daß künstlerische Auseinandersetzungen in dieser Zeitschrift fehl am Orte sind und, abgesehen von dem selten möglichen Nachmessen, auch auf ein Geltendmachen von Autoritäten hinauslaufen würden. Dieser Ansicht schließe ich mich an. Ich muß jedoch zwei Gründe wissenschaftlicher Art nennen[2]).

Herr Seemann erklärt mit seiner angenommenenen Bildsehweite von ca. 1 m den eingezeichneten Mond. Nun enthält aber das eine Bild auch eine auf- oder untergehende Sonne, und diese hat der Maler doppelt so groß gezeichnet wie den Mond. Will man diese Sonne mit Herrn Seemanns Bildsehweitenannahme erklären, so muß man annehmen, daß gleichzeitig noch eine zweite Bildsehweite besteht von der Größenordnung 2 m. Dies scheint mir gegen Herrn Seemanns flächenperspektivische und für meine raumperspektivische Erklärung zu sprechen.

1) Diese Zeitschr. **20**, 114, 1919.

2) Ebenda, Tafel III und IV.

3) Der Maler, welcher Mond und Sonne einzeichnete, hat aus deutlicher Sehweite gezeichnet. Herr Seemann tadelt: „Hätte man ihn darauf aufmerksam gemacht, daß er die Bilder in 18 cm Entfernung .....“ usw. — Man hatte ihn darauf aufmerksam gemacht.

1) In diesem Falle eben falsch gegebenen!

2) Eine Autorität möchte ich allerdings zu meinen Gunsten anführen, das ist Herr Seemann selber. Herr Seemann beruft sich auf seine Arbeiten in der Photographischen Rundschau 1911. Hier kann ich aber den jetzt befürworteten Bildwinkel von 15° nicht finden, vielmehr ist da als Regel gegeben, daß der Bildwinkel „etwa 50° nicht wesentlich übersteigen“ darf (S. 201); und S. 202 heißt es, daß „wir“ ein 13×18 cm-Bild „in 30 cm Abstand zu betrachten geneigt sind.“

Sodann beansprucht Herr Seemann seine Erklärung ausdrücklich nur für Künstler. Sie ist ja auch nur auf Künstler zugeschnitten. Da nun Laien ebenfalls den sehwinkeltreu gezeichneten oder photographierten Mond zu klein empfinden und ihn ebenfalls in der Größe wie mein künstlerischer Gewährsmann einzeichnen, so bleibt es für diese bei meiner ursprünglichen Erklärung: Der Laie zeichnet den Mond nach Maßgabe des Tellerbildes, das er reliefperspektivisch, im Sehraum, sieht, nicht in der Größe, die die Linearperspektive auf der Zeichenfläche fordert. Beide, Laie und Künstler, zeichnen also übereinstimmend falsch, nach Herrn Seemann aus zwei verschiedenen Gründen, nach meiner Ansicht aus einem und demselben Grunde. Ich glaube, es liegt vom allgemeinwissenschaftlichen Standpunkte näher, in solchen Fällen anzunehmen, daß der Grund der gleiche ist. Normale Fachmusiker und normale Laien empfinden beide übereinstimmend Terz, Quinte, Oktave als harmonisch; darf man da für die Fachmusiker eine Ausnahme von der gemeinsamen physikalisch-physiologisch-psychologischen Ursache erdichten, um durch eine Sonderursache schließlich doch zur selben gemeinsamen Wirkung zu kommen? Wie dort, so handelt es sich auch in unserem Falle um ein gemeinsames Gesetz[1]), das in inneren Eigenschaften der menschlichen Natur begründet liegt und von Äußerlichkeiten, wie Berufsunterschieden, nicht wesentlich berührt wird.

1) Über das Gesetz selber, von dem die Gestirnsehgrößen ja nur ein besonderes Beispiel darstellten, vgl. man meine Aufsätze „Über den Sehraum". Der neunte wird gelegentlich noch ein genau entsprechendes irdisches Beispiel durch Bilder erläutern.

Wolfenbüttel (Technische Hochschule Braunschweig), im August 1919.

(Eingegangen 11. August 1919.)

Bemerkung zu einem Demonstrationsversuch des Herrn H. Greinacher. (Diese Zeitschr. 19, 194, 1918.)

Von W. Hallwachs.

Erst dieser Tage bin ich auf eine Mitteilung des Herrn H. Greinacher über einen lichtelektrischen Demonstrationsversuch aufmerksam geworden. An der in der Überschrift angegebenen Stelle ist folgender Versuch zum Nachweis der Selbstaufladung lichtelektrischer Platten angegeben. Eine frisch geschmirgelte Zinkplatte wird mit einem empfindlichen Blattelektroskop verbunden und aus 20 cm Entfernung mit einer Bogenlampe bestrahlt. Auf die Platte treffe ein kräftiger Luftstrom (Blasebalg). Sofort beginnt das Elektroskop sich positiv aufzuladen und zeigt schließlich einen konstanten Ausschlag (Größenordnung 100 Volt). Der Luftstrom hat ohne Belichtung keine Wirkung.

Da keine Literatur erwähnt wird, möchte ich mir gestatten, darauf hinzuweisen, daß ich ganz denselben Vorlesungsversuch schon vor 28 Jahren beschrieben habe[1]). Daß die Erregung bis auf 100 Volt gesteigert werden kann, ist sowohl an der angeführten Stelle, als auch an anderen Stellen erwähnt[2]). Die Mitteilung des Herrn Greinacher bildet übrigens eine willkommene Bestätigung jener Erregungsversuche zu höheren Potentialen, meines Wissens die erste in der physikalischen Literatur, und dürfte als solche von Nutzen sein.

1) W. Hallwachs, Vorlesungsversuche zum Nachweis der lichtelektrischen Erregung. Wied. Ann. 40, 343—344, 1890.

2) W. Hallwachs, Wied. Ann. 37, 666, 1889; Tageblatt der 62. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte, Heidelberg, S. 214, 1889; Photogr. Archiv, S. 289 bis 291, 1896. Vgl. auch W. Hallwachs, Lichtelektrizität, § 8a, 1914 (Marx, Handbuch der Radiologie, Bd. III).

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Dresden. August 1919.

(Eingegangen 19. September 1919.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Metallographie.

Von Rudolf Ruer.

(Fortsetzung.)

B. Typus V nach Roozeboom[1]).

Diesen recht häufig auftretenden Fall stellt das Schmelzdiagramm Fig. 28 dar. Die *l*-Kurve besteht wiederum aus zwei Ästen *AC* und *BC*, die jedoch beide von den reinen Stoffen *A* und *B* aus zu tieferen Temperaturen gehen. Sie ist, ebenso wie die Horizontale *DCE*, weil thermisch ohne Schwierigkeit bestimmbar, stark ausgezogen, während die beiden Stücke *AD* und *BE* der *s*-Kurve dünn gezeichnet sind, um anzudeuten, daß ihrer exakten Bestimmung

1) Roozeboom, loc. cit.

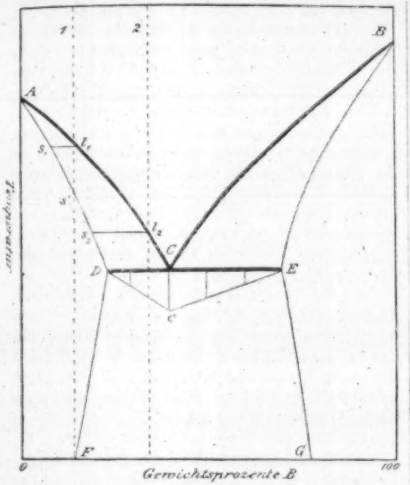


Fig. 28.

in gleicher Weise Schwierigkeiten entgegenstehen, wie im Falle vollständiger Mischbarkeit im kristallisierten Zustande. In noch höherem Grade besteht diese Schwierigkeit für die Bestimmung des Verlaufs der nur bis zur oberen Temperaturgrenze t_1 realisierbaren und daher in zwei voneinander getrennte Stücke DF und EG zerfallende Löslichkeitskurve der beiden Kristallarten, weil ebenso wie für den flüssigen auch für den kristallisierten Zustand die Mischungswärme im allgemeinen recht gering ist und sich daher der Vorgang der Entmischung auf den Abkühlungskurven nicht bemerkbar macht.

Da die Konzentration der Schmelze C zwischen den beiden gesättigten Mischkristallen D und E liegt (s. S. 79), so kann ihre Bildung nur durch Mitwirkung der beiden vorhandenen Kristallarten D und E erfolgen, und wir haben die Reaktionsgleichung:

Ges. Mischkristalle D + Ges. Mischkristalle $E \rightleftarrows$ Schmelze C.

Die Reaktion verläuft bei Wärmezuführung von links nach rechts. Da hier wiederum ein vollständiges Gleichgewicht vorliegt, so bleibt die Temperatur t_1 bis zur vollständigen Aufzehrung einer der Phasen konstant. Die Dauer der Haltepunkte auf den Abkühlungskurven bei der der Horizontalen DCE entsprechenden Temperatur t_1 ist in gewohnter Weise durch die gebrochene Linie DcE dargestellt, ihre Bestimmung liefert daher ein Mittel zur Bestimmung der Konzentrationen der drei Punkte C, D und E.

Unter der Voraussetzung, daß während der Kristallisation stets Gleichgewicht vorhanden ist, zeigt die Abkühlungskurve der Mischung 1 von einer zwischen 0 und D liegenden Konzentration nur ein Intervall von der Größe $l_1 s'$. Ob die zunächst homogen erstarrte Legierung sich bei weiterer Abkühlung auf Zimmertemperatur (ohne merkliche Wärmetönung) in zwei Kristallarten spaltet, hängt davon ab, ob die betreffende Vertikale das Stück DF der Löslichkeitskurve oberhalb dieser Temperatur schneidet oder nicht.

Die Abkühlungskurve der Mischung 2 mit einer zwischen D und C liegenden Konzentration zeigt einen Knick bei der Temperatur t_2 und einen Haltepunkt bei der Temperatur t_1 der Horizontalen DCE. Der Umstand, daß die gesättigten Mischkristalle D und E bei weiterem Sinken der Temperatur ihre Zusammensetzung längs der beiden Kurvenstücke DF und EG ändern, kommt auf den Abkühlungskurven nicht zum Ausdruck.

Eine Mischung von der Konzentration C erstarrt wie ein reiner Körper. Die Abkühlungskurve läßt nur einen Haltepunkt erkennen.

Die Abkühlungskurven der Konzentrationen zwischen C und E bzw. E und 100 entsprechen denen der Konzentrationen 2 bzw. 1.

Das Gefüge der Schliffe der Reguli, die bei der Temperatur Null des Koordinatensystems untersucht werden mögen, muß zwischen 0 und F und zwischen G und 100 homogen sein. Schliffe von Konzentrationen zwischen F und G weisen die miteinander gesättigten Mischkristalle von B in A und von A in B auf, deren bez. Konzentrationen F und G sind. Schliffe der Konzentrationen zwischen D und C enthalten primär ausgeschiedene Mischkristalle von A, Schliffe der Konzentrationen zwischen E und C primär ausgeschiedene Mischkristalle von B. Das sekundäre Strukturelement ist durch Kristallisation der schließlich zurückbleibenden Schmelze C entstanden und muß seiner Entstehung nach ein eutektisches Gefüge zeigen. Bei Konzentrationen zwischen D und F und zwischen E und G ist das ursprünglich homogene Gefüge durch nachträgliche Entmischung etwas inhomogen geworden.

Nimmt man an, daß die Konzentrationsdifferenz zwischen der Schmelze C und der Kristallart D immer mehr abnimmt, so fallen C und D schließlich zusammen. Diesen Fall stellt Fig. 29 dar, wo C und D im Punkte C zusammenfallen. In C findet einheitliche Erstarrung statt, daher muß nach S. 75 AC im Punkte C eine horizontale Tangente haben.

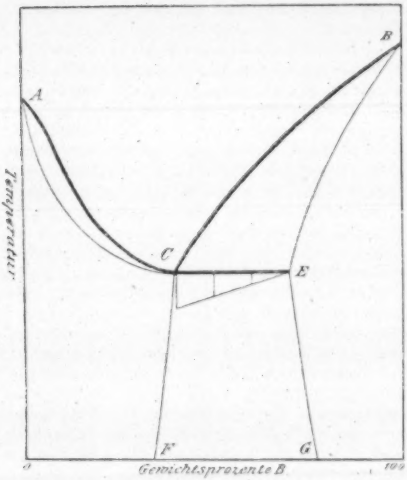


Fig. 29.

Man erhält also zwei verschiedene mögliche Typen (Fig. 27 und 29) für den Fall, daß die Schmelze, die mit den beiden gesättigten Mischkristallen im Gleichgewichte ist, dieselbe Zusammensetzung wie eine der Kristallarten hat.

Läßt man die Mischungslücke immer größer werden und damit die Punkte D und E (Fig. 28) immer weiter auseinander rücken, so kommt man zu dem Schmelzdiagramm Fig. 30 und schließlich, wenn D und E auf die Temperaturachsen fallen, zu dem unter I A (S. 19 u. f.) behandelten, durch Fig. 8a dargestellten Fall: „Vollständige Mischbarkeit im flüssigen, vollständige Nichtmischbarkeit im kristallisierten Zustande; keine Verbindung, keine polymorphe Umwandlung." Da absolute Nichtmischbarkeit aus theoretischen Gründen ausgeschlossen ist, so stellt prinzipiell Fig. 30 das gegenseitige Verhalten zweier Stoffe richtiger dar, als der Grenzfall Fig. 8a.

Der Hauptunterschied zwischen den Schmelzdiagrammen Fig. 28 und 30 gegenüber dem Schmelzdiagramm Fig. 8a besteht darin, daß nur im letzten Falle die Horizontale DCE durch das ganze Diagramm hindurch geht. Die Horizontale DCE wird in allen Fällen als eutektische Horizontale bezeichnet.

C. Auftreten mehrerer Mischungslücken bzw. chemischer Verbindungen.

Es ist schon S. 79 darauf hingewiesen, daß Isodimorphie das Auftreten mehrerer Mischungslücken im Gebiete des Kristallisierten bewirken kann. Zwei Schmelzdiagramme mit doppelter Mischungslücke sind durch die Fig. 31 und 32 dargestellt. Das Schmelzdiagramm Fig. 31 wird erhalten, wenn man zwei Schmelzdiagramme von dem durch Fig. 28 dargestellten Typus V in der S. 51 angegebenen Weise zu einem einzigen vereinigt. Aus ihm ergibt sich

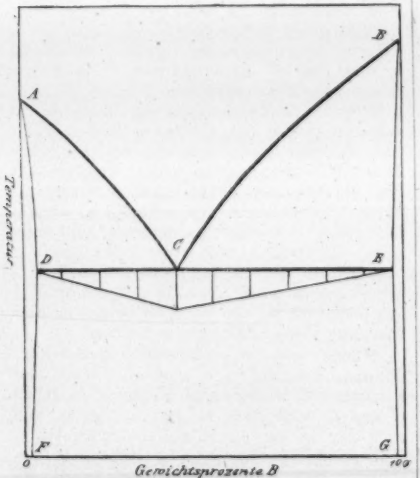


Fig. 30.

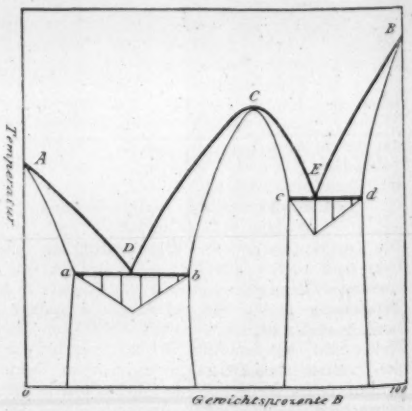


Fig. 31.

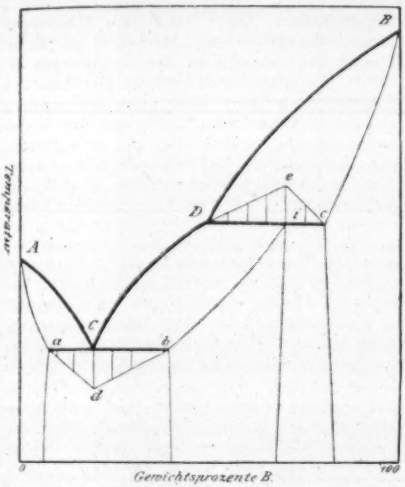


Fig. 32.

der unter I B (S. 51—52) behandelte, durch Fig. 10c dargestellte Fall als Grenzfall, wenn die Mischbarkeit im kristallisierten Zustande immer geringer und schließlich Null wird. Man ist auch bei vorhandener Mischbarkeit im kristallisierten Zustande im allgemeinen geneigt, die einheitlich erstarrende Kristallart von der Konzentration C (Fig. 31) als chemische Verbindung anzusehen (vgl. dazu jedoch III D S. 78—79).

Fig. 32 kann als eine Kombination der beiden Typen IV und V aufgefaßt werden. Auch die Kristallart i wird häufig als chemische Verbindung angesprochen, besonders dann, wenn ihr Lösungsvermögen für die beiden Komponenten praktisch Null ist. Man spricht in solchem Falle von einer unter Zersetzung, d. h. unter Ausscheidung einer Kristallart schmelzenden Verbindung. Doch zeigt im Gegensatze zu dem durch das Schmelzdiagramm Fig. 31 dargestellten Falle eine Mischung dieser Konzentration beim Schmelzen und Erstarren nicht das Verhalten eines Einstoffsystems (vgl. diese Zeitschr. 20, 69, 1919).

D. Polymorphe Umwandlungen.

Da beim Auftreten polymorpher Umwandlungen die Verhältnisse recht verwickelt werden können, so sei auf die Abhandlung von Roozeboom[1]) „Umwandlungspunkte bei Mischkristallen" verwiesen.

1) Roozeboom, Zeitschr. f. phys. Chem. 30, 413, 1899.

V. Es herrscht unvollständige Mischbarkeit im flüssigen und kristallisierten Zustande.

Der durch Fig. 33 dargestellte Fall ist dem

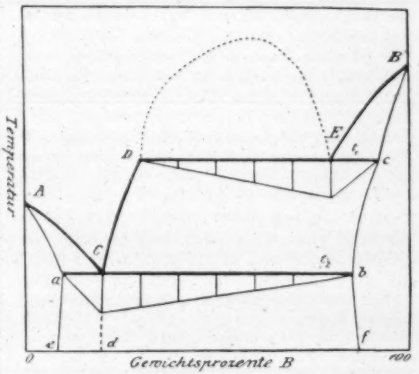


Fig. 33.

durch Fig. 15 dargestellten ganz analog, nur scheiden sich hier nicht die reinen Kristalle A und B aus, sondern solche, die B bzw. A gelöst haben.

VI. Ausscheidung nicht vollkommen stabiler Kristallarten.

Die bisherigen Auseinandersetzungen haben zur Voraussetzung, daß der Zustand des im Gleichgewichte befindlichen Systems in jedem Punkte des Konzentrations-Temperaturdiagramms eindeutig bestimmt ist. Diese Voraussetzung ist nicht immer erfüllt, vielmehr sind Fälle bekannt, daß bei gleicher Konzentration und gleicher Temperatur verschiedene Gleichgewichte auftreten, indem beispielsweise zwei verschiedene Kristallarten mit Schmelzen verschiedener Konzentration koëxistieren. Natürlich kommt diesen verschiedenen Gleichgewichten ein verschiedener Grad von Stabilität zu, nach Ablauf einer genügend langen Zeit müssen sich alle anderen Systeme in das stabilste umgewandelt haben, doch kann diese Umwandlung unter Umständen so langsam vor sich gehen, daß sie sich der Beobachtung entzieht. In solchen Fällen läßt die gegenseitige Lage der Umwandlungskurven den verschiedenen Stabilitätsgrad erkennen, da die Kurven des Systems geringerer Stabilität, weil unterkühlte Zustände darstellend, unterhalb von denen höherer Stabilität verlaufen müssen. Ob dem stabilsten der bekannten Systeme vollkommene

Stabilität zuzuschreiben ist, ist nicht zu entscheiden, doch kann man es solange annehmen, als kein System höherer Stabilität bekannt ist. Hiernach gelten die bisher erörterten Gesetzmäßigkeiten für jedes einzelne System, welchen Stabilitätsgrad es besitzen möge. Jedem der Systeme verschiedener Stabilität entspricht ein besonderes Schmelzdiagramm, nach welchem sich in dem betreffenden Falle die Erstarrung vollzieht. Der Zustand einer beliebigen Mischung ist eindeutig bestimmt durch Angabe der Konzentration, der Temperatur und des Diagramms, nach dem die Erstarrung erfolgt. Allerdings ist es nicht immer möglich, über den letzten Punkt eine eindeutige Aussage zu machen, denn häufig erfolgt die Erstarrung gleichzeitig nach verschiedenen Systemen, so daß man in den Schliffen der Reguli die den verschiedenen Systemen eigentümlichen Gefügebestandteile nebeneinander beobachten kann.

§ 4.

Dreistoffsysteme.

Zur Angabe der Zusammensetzung eines ternären Systems bedarf es der Angabe zweier Konzentrationen und demgemäß zur graphischen Darstellung derselben eines zweidimensionalen Gebildes. Aus diesem Grunde ist das Schmelzdiagramm eines ternären Systems nicht mehr in der Ebene, sondern nur noch im Raume darstellbar. Ein näheres Eingehen auf die hier obwaltenden Verhältnisse würde allerdings gegenüber dem binären Systeme eine größere Mannigfaltigkeit und Kompliziertheit der möglichen Typen ergeben, prinzipiell neue Gesichtspunkte würden jedoch dabei nicht zutage treten.

§ 5.

Zusammenhang zwischen Gefüge, Vorbehandlung und Eigenschaften der erstarrten Legierungen.

Mit Hilfe der im Vorstehenden geschilderten Methoden, der thermischen und mikrographischen, sind in verhältnismäßig kurzer Zeit eine größere Anzahl Schmelzdiagramme hauptsächlich binärer Systeme ausgearbeitet worden[1]). Die dadurch ermöglichte Erkenntnis des Zusammenhangs zwischen Struktur und Eigenschaften der erstarrten Mischungen haben umgekehrt neue Methoden zur Erforschung der Konstitution der Legierungen geliefert. Im allgemeinen sind die physikalischen Eigenschaften einer nicht aus einer einzigen Kristallart bestehenden Legierung die Mittelwerte aus den Eigenschaften der sie aufbauenden Kristallarten (vgl. dazu Nernst, Theoretische Chemie, 7. Auflage 1913, S. 101). Zur Kenntnis der Eigenschaften derartiger Legierungen ist die Kenntnis der Eigenschaften der in dem Systeme auftretenden Gefügebestandteile, also der Komponenten, der Verbindungen und der Endglieder der Mischkristallreihen hinreichend. Einige mechanische Eigenschaften, z. B. Zerreißfestigkeit und Härte, werden jedoch bis zu einem gewissen Grade von der Größe und Anordnung der einzelnen Gefügebestandteile abhängig sein. Daraus erklärt es sich, daß die eutektischen Mischungen in dieser Hinsicht eine gewisse Ausnahmestellung einnehmen, beispielsweise eine größere Härte zeigen können, als sich aus der ihrer Bestandteile berechnet[1]). Nach Kurnakow und Zemczuzny[2]) ist diese Erscheinung jedoch instabilen Zuständen (inneren Spannungen) zuzuschreiben.

Häufig jedoch bewirken schon geringe Zusätze fremder Stoffe weitgehende Veränderungen gewisser Eigenschaften der ursprünglichen Metalle. In solchen Fällen handelt es sich ausnahmslos um Bildung von Mischkristallen, d. h. der zugesetzte Stoff tritt nicht als neues Strukturelement in die Legierung ein, sondern bildet mit dem ursprünglichen Stoffe eine feste Lösung. Bezüglich der elektrischen Leitfähigkeit ist dies zuerst von Le Chatelier[3]) erkannt. Bilden zwei Metalle isomorphe Mischungen miteinander, so wird die Leitfähigkeit jedes durch den Zusatz des anderen beträchtlich erniedrigt, und zwar wirken die ersten Zusätze besonders stark. Handelt es sich um eine lückenlose Reihe von Mischkristallen, so hat die Kurve der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Konzentration die in Fig. 34 angegebene Gestalt. Beim Vergleiche der Wirkungen verschiedener Elemente beim Lösen in Eisen kommt Benedicks[4]) zu dem Resultate, daß diese dem Atomgewicht umgekehrt proportional sei. Nach Kur-

1) Eine Zusammenstellung der Schmelzdiagramme der binären Metallegierungen auf Grund sorgfältiger kritischer Verwertung der bisherigen Untersuchungen gibt Bornemann in der Metallurgie von Bd. 6, 1909 ab. Diese Zusammenstellung erscheint auch in Buchform: Bornemann, „Die binären Metallegierungen". Halle a. S. 1. Lieferung 1909, 2. Lieferung 1912.

1) Sapoznikow u. Kanewsky, Chem. Zentralbl. 1908, I, 110.

2) Kurnakow u. Zemczuzny, Zeitschr. f. anorgan. Chem. 60, 1, 1908.

3) Le Chatelier, Revue générale des Sciences 6, 531, 1895; Contribution à l'étude des alliages, Paris 1901, S. 446.

4) Benedicks, Recherches physiques et physicochimiques sur l'acier au carbone, Upsala 1904.

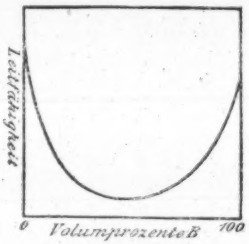


Fig. 34.

nakow und Zemczuzny[1]) soll zwischen der Härte und Leitfähigkeit der Legierungen ein sehr enger Zusammenhang bestehen, und sollen demgemäß für diese ähnliche Beziehungen gelten, wie für jene. Die Härte der reinen Substanz wird durch isomorphe Beimengungen erhöht. Bei lückenlosem Isomorphismus soll nun die Kurve der Härte in Abhängigkeit von der Konzentration ein Spiegelbild der Leitfähigkeitskurve (Fig. 34) darstellen, demnach gleichfalls ohne Knick verlaufen, und das Maximum der Härte soll sich bei derselben Konzentration befinden, wie das Minimum der Leitfähigkeit. Doch zeigte sich bei der Untersuchung der Nickel-Kobaltlegierungen[2]), daß dieses Gesetz jedenfalls nicht allgemein gültig sein kann, indem die Leitfähigkeitskurve den durch Fig. 34 angezeigten, die Härtekurve (nach Brinellschen Graden) jedoch einen ganz anderen Verlauf zeigte, als man nach Kurnakow und Zemczuzny[1]) erwarten sollte. Im Gegensatze zur Leitfähigkeit und Härte läßt sich das spezifische Volumen isomorpher Mischungen angenähert nach der Mischungsregel aus dem der Endglieder berechnen[3]). Zur Kenntnis dieser Eigenschaft genügt also wiederum die Kenntnis des spezifischen Volumens der Komponenten, der Endglieder der Mischkristallreihen und der im Systeme auftretenden Verbindungen.

Die für die technische Verwendung der Legierungen wichtigste chemische Eigenschaft ist ihre Beständigkeit gegen chemische Reagentien. Nach Borchers[4]) liegt das Maximum der Beständigkeit in vielen Fällen da, wo die wichtigsten Bestandteile der Legierung miteinander chemisch verbunden sind. Ein weiteres Beständigkeitsmaximum liegt bei solchen Legierungen, deren Bestandteile Mischkristalle bilden, in der Nähe der Sättigungskonzentration. Dagegen zeigen Eutektika ein Maximum der Angreifbarkeit.

Die Eigenschaften vieler Metallegierungen sind nicht nur von ihrer Zusammensetzung, sondern auch von ihrer Vorgeschichte abhängig. Soweit es sich um die thermische Vorbehandlung, beispielsweise um Unterschiede in der Abkühlungsgeschwindigkeit auf gewöhnliche Temperatur handelt, lassen sich derartige Verschiedenheiten der Eigenschaften chemisch gleich zusammengesetzter Metallegierungen auf Verschiedenheiten der sie aufbauenden Kristallarten (ev. der Größe und Anordnung der Kristalle, s. o.) zurückführen. Es gelingt nämlich in vielen Fällen, durch rasche Abkühlung gewisse Gleichgewichtskurven zu überspringen und so Kristallarten in Temperaturgebiete hinüberzubringen, in denen sie nicht stabil sind (s. S. 53).

Soweit es sich um Unterschiede infolge mechanischer Bearbeitung (Kaltformgebung) handelt, stößt nach Tammann[1]) eine analoge Erklärung auf Schwierigkeiten, er führt die hierbei beobachteten, zum Teil recht erheblichen Eigenschaftsänderungen der Metalle[2]) auf die Entstehung von Gleitflächen zurück. Kurzes Erhitzen auf genügend hohe Temperatur beseitigt die Wirkung der Kaltformgebung. Nach Cohen und Inouye[3]) befinden sich alle Metalle, wie wir sie im täglichen Leben kennen, infolge der vorausgegangenen Bearbeitung in nicht vollkommen stabilem Zustande. Derselbe geht nicht nur durch Temperaturerhöhung, sondern gleichfalls durch Impfen in den den äußeren Verhältnissen entsprechenden stabilen Zustand über.

§ 6.

Das Verhalten der Metalle zueinander.

Die Frage, ob zwei Stoffe eine Verbindung miteinander eingehen oder nicht, wird durch das Schmelzdiagramm nicht immer mit Sicherheit beantwortet. Seine Aussagen beziehen sich nur auf einen bestimmten Druck und ein bestimmtes Temperaturintervall, ferner kann es nur solche Verbindungen anzeigen, die sich in kristallisierter Form ausscheiden. Endlich ist die Frage, ob eine durch Zusammentritt der Komponenten entstandene Kristallart wirklich einer chemischen Verbindung entspricht, bei Mischbarkeit im kristallisierten Zustande oft schwer zu entscheiden (s. S. 78). Da die Ver-

1) Kurnakow u. Zemczuzny, loc. cit.
2) Ruer u. Kaneko, Ferrum 10, 257, 1913.
3) Macy, Zeitschr. f. phys. Chem. 29, 119, 1899; 38, 292, 1901.
4) Borchers, Metallurgie 9, 638, 1912.

1) Tammann, Zeitschr. f. Elektrochemie 18, 584, 1912.
2) Vgl. dazu P. Goerens, Ferrum 10, 151, 1913.
3) Cohen u. Inouye, Zeitschr. f. phys. Chem. 71, 301, 1909.

bindungen der Metalle miteinander selbst wieder metallischen Charakter zeigen, so stehen sie den sog. Molekularverbindungen, wie den Salzhydraten, näher, als den Verbindungen der Metalle mit den Metalloiden, deren Eigenschaften sich häufig in außerordentlich hohem Grade von denen ihrer Bestandteile unterscheiden. Die Entstehung eines Stoffes ganz anderen Charakters war aber von jeher ein besonders sicheres, nicht zu übersehendes Anzeichen einer chemischen Vereinigung; es verliert, wie ersichtlich, seine Geltung für die Vereinigung der Metalle miteinander.

Trotz der Unsicherheit, die der Deutung der experimentellen Ergebnisse in dieser Hinsicht zuweilen anhaftet, hat die Ausarbeitung der Schmelzdiagramme die ersten und bisher einzigen einigermaßen sicheren und umfassenden Kenntnisse der binären Metallverbindungen ergeben. Dabei hat sich herausgestellt, daß beim Verhalten der Metalle in binären Mischungen zueinander die individuellen Eigenschaften der Elemente mit besonderer Deutlichkeit zutage treten[1]). So entsprechen die Formeln der binären Metallverbindungen im allgemeinen nicht den Forderungen der Valenzlehre und ließen sich bezüglich der Verbindungsfähigkeit der Elemente keine streng gültigen Gesetze, sondern nur einige nicht ohne Ausnahmen gültige Regeln aufstellen. Für die Fähigkeiten zur Bildung von Mischkristallen ist die Temperatur der Kristallisation bestimmender, als die chemische Analogie der Komponenten, und zwar begünstigt hohe Kristallisationstemperatur die Mischbarkeit im kristallisierten Zustande. Dementsprechend löst sich das Metall mit dem tiefer liegenden Schmelzpunkt in der Regel in erheblich größerer Menge in den Kristallen des Metalles mit dem höheren Schmelzpunkt, als das Metall mit dem höheren Schmelzpunkt in den Kristallen des Metalles mit dem tiefer liegenden Schmelzpunkt.

§ 7.

Das System Eisen-Kohlenstoff.

Zur Veranschaulichung der vorstehenden allgemeinen Ausführungen möge das Schmelzdiagramm der Eisen-Kohlenstofflegierungen dienen. Die Erforschung der Konstitution dieser Legierungen hat das Interesse stets in höchstem Maße in Anspruch genommen, in erster Linie deshalb, weil sie in gewerblicher Hinsicht bei weitem die wichtigsten Legierungen sind, in zweiter Linie aber auch, weil die Interpretation der beobachteten Vorgänge der Forschung ungewöhnliche Schwierigkeiten bereitet hat. Die Hauptursache dieser Schwierigkeiten liegt in der Neigung der Eisen-Kohlenstofflegierungen, zu instabilen Kristallarten zu erstarren und in diesem Zustande zu verharren. Selbst sehr langsam abgekühlte Legierungen befinden sich, wie die mikroskopische Untersuchung ihres Gefüges lehrt, nicht in völlig stabilem Zustande. Fig. 35 zeigt in 900facher

Fig. 35. Sehr langsam abgekühltes Eisen mit 4,37 Proz. C. Mit alkoholischer Pikrinsäure geätzt. Ferrit, Graphit, Perlit.

Vergrößerung den mit alkoholischer Pikrinsäure geätzten Schliff einer Legierung mit 4,37 Proz. Kohlenstoff, deren Abkühlung aus dem Schmelzflusse bis auf Zimmertemperatur in etwa 24 Stunden erfolgt war. Sie enthält eine helle Grundmasse aus reinem Eisen, welche zum Teil von schwarzen dicken Graphitlamellen durchsetzt ist, außerdem aber noch einen Bestandteil von deutlich eutektischem Gefüge, der im Gegensatze zum Graphit erst nach erfolgter Ätzung sichtbar wird und daher keinen Graphit enthalten kann. Er wird als Perlit bezeichnet und besteht aus reinem Eisen und sog. Zementit, einem Eisenkarbid von der Formel Fe_3C. Im ganzen enthält der Regulus also drei Kristallarten, reines Eisen, Graphit und Zementit, und zwar nicht nur bei einer bestimmten Temperatur, sondern innerhalb eines Temperaturbereiches von mehreren 100 Graden. Nach der Phasenregel (s. diese Zeitschr. 20, 69, 1919) ist daher eine Kristallart zuviel vorhanden, es kann kein Gleichgewicht bestehen.

Zurzeit können unsere Kenntnisse über das Eisen-Kohlenstoffdiagramm bis zu einem Gehalte von etwas über 4 Proz. Kohlenstoff als gesichert erscheinen. In diesen Konzentrations-

1) Tammann, Zeitschr. f. Elektrochem. 14, 789, 1908. Vgl. auch die dort gegebenen Tabellen über das Verhalten der Metalle in binären Mischungen zueinander.

bereich fallen die technisch wichtigen Legierungen.

Den Nachweis der Polymorphie des Eisens verdankt man Osmond[1]). Indem er den verschiedenen allotropen Modifikationen verschiedene Eigenschaften, speziell verschiedene Härte, zuschrieb, stellte er eine Theorie der Härtung auf, welche als Allotropentheorie bezeichnet wurde. Diese Theorie sagt aus, daß der Vorgang der Härtung, welcher in der Erhitzung der betreffenden Legierung auf eine bestimmte Temperatur mit nachfolgender Abschreckung besteht, darauf beruht, daß durch die rasche Abkühlung die bei höherer Temperatur stabile Modifikation mehr oder weniger vollständig in das Gebiet gewöhnlicher Temperatur hinübergebracht wird. Dem Kohlenstoffgehalt des Stahles schreibt sie dabei nur eine die Umwandlungsgeschwindigkeit vermindernde Wirkung zu. Den Anhängern dieser Theorie, die als Allotropisten bezeichnet wurden, standen die Karbonisten gegenüber, welche die verschiedenen Formen des Kohlenstoffes als ausschließliche Ursache der verschiedenen Eigenschaften der Eisen-Kohlenstofflegierungen ansahen[2]). Einige von ihnen glaubten durch die Annahme, daß die „Härtungskohle" in Gestalt winziger Diamanten in die metallische Masse eingelagert sei, eine befriedigende Erklärung für die Wirkung des Kohlenstoffs auf die Härte des abgeschreckten Stahles zu geben. Die Frage nach dem Vorgange der Härtung zeitigte noch zwei für die Kenntnis der Eisen-Kohlenstofflegierungen besonders wichtige Untersuchungen, einmal eine Studie von Osmond[3]) über die Technik der Metallmikroskopie und die Konstitution der Eisen-Kohlenstofflegierungen, sodann eine Arbeit von Le Chatelier[4]) „Augenblicklicher Stand der Härtungstheorie", in der die Gleichartigkeit der Kristallisationsvorgänge in flüssigen und festen Lösungen betont und in Verbindung mit der Allotropentheorie in glücklichster Weise zur Erklärung der in erstarrten Eisen-Kohlenstofflegierungen stattfindenden Vorgänge herangezogen wurde.

Das erste Schmelzdiagramm der Eisen-Kohlenstofflegierungen verdankt man Roberts-

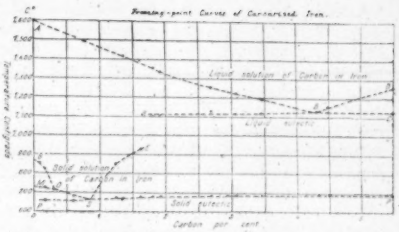


Fig. 36.

Austen[1]). Es ist durch Fig. 36 dargestellt und gibt eine rein empirische Zusammenfassung der bis zu jener Zeit hauptsächlich durch Roberts-Austens und Osmonds Arbeiten gewonnenen experimentellen Ergebnisse über die Erstarrungs- und Umwandlungsvorgänge in den Eisen-Kohlenstofflegierungen. Auf Grund dieser experimentellen Ergebnisse, der Lehre vom heterogenen Gleichgewichte und der Ergebnisse seiner theoretischen und experimentellen Studien über die Erstarrung und Umwandlung von Mischkristallen stellte Roozeboom[2]) im Jahre 1900 das durch Fig. 37 wiedergegebene

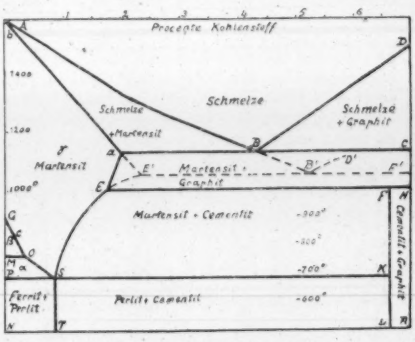


Fig. 37.

Zustandsdiagramm auf. Der wichtigste Fortschritt gegenüber dem Diagramm von Roberts-Austen besteht in Hinzufügung der *s*-Kurve *Aa* (s. S. 76), welche zu jedem Punkte der *l*-Kurve *AB* die Zusammensetzung der mit der betreffenden Schmelze im Gleichgewichte befindlichen Kristalle angibt und damit den Vorgang der Ausscheidung kohlenstoffhaltiger

1) Osmond u. Werth, Théorie cellulaire des propriétés de l'acier. Ann. des mines (8), **8**, 5, 1885; Osmond, Transformations du fer et du carbone dans les fers, les aciers et les fontes blanches. Paris 1888.

2) Arnold, Iron and Steel Institute 1891, I, 132.

3) Osmond, Méthode générale pour l'analyse micrographique des aciers au carbone. Bull. Soc. d'Encour. pour l'industrie nationale 1895, 480.

4) Le Chatelier, Etat actuel de la théorie de la trempe. Revue des Sciences, 15. Jan. 1897.

1) Roberts-Austen, Fourth report to the alloys research committee, Proc. Inst. Mech. Eng. 1897, 31.

2) Roozeboom, Eisen und Stahl vom Standpunkte der Phasenlehre. Zeitschr. f. phys. Chem. **34**, 437, 1900.

Eisenkristalle aus erkaltenden Schmelzen klargestellt. Bezüglich der Stabilitätsverhältnisse enthält das Diagramm die Annahme, daß oberhalb 1000° C Graphit stabil und Zementit instabil, unterhalb 1000° C das Entgegengesetzte der Fall sei und daß demnach bei 1000° C, der Temperatur der Horizontalen EFH, ein Stabilitätswechsel stattfinde, der sich bei der Abkühlung nach der Gleichung

Mischkristalle 1,8 Proz. C + Graphit = Eisenkarbid Fe_3C

vollziehe. Wenn diese thermisch nicht nachgewiesene Reaktion stattfände, so müßte in langsam abgekühlten Schmelzen weniger Graphit vorhanden sein, als in solchen, welche mit normaler Abkühlungsgeschwindigkeit erstarrten. Dem widerspricht jedoch die Erfahrung, welche lehrt, daß in Schmelzen gleicher Zusammensetzung der Graphitgehalt mit der Dauer der Abkühlung zunimmt. Auch ist es möglich, den in den erstarrten Eisen-Kohlenstofflegierungen enthaltenen Zementit durch längeres Erhitzen auf ca. 900° C mit nachfolgender langsamer Abkühlung (sog. Tempern) unter Ausscheidung von elementarem Kohlenstoff zum Teil zu zerlegen. Auf diesen Widerspruch wurde Roozeboom unmittelbar nach dem Erscheinen seiner Arbeit durch Le Chatelier[1]) und Stansfield[2]) und später durch Heyn[3]) hingewiesen. Das von Heyn bei dieser Gelegenheit vorgeschlagene Schmelzdiagramm, welches zwei Diagramme zu einem einzigen vereinigt, ist durch Fig. 38 dargestellt. Die voll ausgezogenen Linien gehören dem bei allen Temperaturen als stabil angesehenen Systeme Eisen-Graphit an, die gestrichelt gezeichneten ausschließlich dem als metastabil, d. h. nicht vollkommen stabil angesehenen Systeme Eisen-Zementit. Anscheinend liegen die dem stabilen Systeme angehörenden Kurven, soweit sie nicht wie die Kurve AB gleichzeitig dem metastabilen Systeme angehören, oberhalb der ihnen entsprechenden Kurven, welche zum metastabilen Systeme gehören (s. S. 105). Dennoch steht dieses Diagramm nicht in Einklang mit den vorausgesetzten Stabilitätsverhältnissen, was darauf zurückzuführen ist, daß die der Kristallisation des Graphit-Eutektikums B entsprechende Horizontale $a''aBc$ bis zur Konzentration $a''=0$ Proz. C reicht, während die der Kristallisation des Zementit-Eutektikums B' entsprechende Horizontale $a'B'F$ schon bei $a'=$ ca. 2 Proz. C endet. Das bedeutet nämlich, daß sich bei der Kristallisation nach dem stabilen Systeme längs der Schmelzkurve AB reines Eisen, bei der Kristallisation nach dem metastabilen Systeme längs der gleichen Schmelzkurve Eisenmischkristalle ausscheiden, deren Zusammensetzung durch die s-Kurve $Aa\ a'$ angegeben wird. Nun ist die Schmelzpunktserniedrigung, die ein reiner Stoff (in diesem Falle das Eisen) durch Zusatz eines anderen (hier des Kohlenstoffs) erfährt, dann am größten, wenn sich der betreffende Stoff bei der Kristallisation in reiner Form ausscheidet. Wenn also die Kristallisation des Eisens aus kohlenstoffhaltigen Schmelzen sowohl in reiner

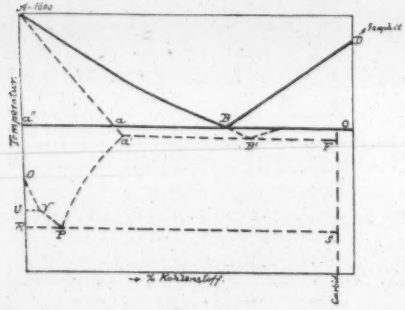


Fig. 38.

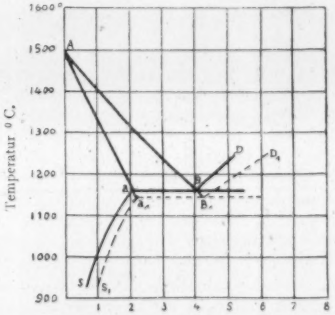


Fig. 39.

Form als auch in Form von Mischkristallen möglich wäre, müßte die reine Form bei ihrer Ausscheidung instabil sein.

Das von Charpy[1]) vorgeschlagene, durch

1) Le Chatelier, Journ. Iron and Steel Institute II, 330, 1900; Bull. Soc. d'Encour. pour l'industrie nationale (5) 6, 661, 1900; Contribution à l'étude des alliages 379, 1901.

2) Stansfield, Journ. Iron and Steel Institute 1900, II, 317.

3) Heyn, Zeitschr. f. Elektrochemie 10, 491, 1904.

1) Charpy, Comptes rendus 141, 948, 1905.

Fig. 39 dargestellte Diagramm, welches wiederum die Vereinigung zweier Diagramme zu einem einzigen darstellt, ist einem solchen Einwande nicht ausgesetzt. Es beruht gleichfalls auf der Annahme, daß das System Eisen-Graphit bei allen Temperaturen stabil, das System Eisen-Zementit metastabil ist. Auch hier sind die ausschließlich dem metastabilen Systeme angehörenden Linien gestrichelt gezeichnet, die übrigen voll ausgezogen. Es ergeben sich so drei Linienpaare, die aus je einer oberen, voll ausgezogenen, ausschließlich dem Graphitsysteme angehörenden, und je einer unteren gestrichelten, ausschließlich dem Zementitsysteme angehörenden Linie bestehen. Es ist Charpy nicht gelungen, das Vorhandensein auch nur eines solchen Linienpaares experimentell nachzuweisen, er nahm jedoch an, daß die Erstarrungstemperatur aB des Graphit-Eutektikums nur wenig, und zwar nicht mehr als 10—15° über der von ihm zu etwa 1150° C bestimmten Erstarrungstemperatur a_1B_1 des Zementit-Eutektikums liege. Unter diesen Umständen ist es begreiflich, daß andere Forscher auf Grund der gleichen Erfahrungen zum entgegengesetzten Resultate kamen. In der Tat schloß Wüst[1]) aus seinen, zu der gleichen Zeit angestellten Versuchen, daß die Erstarrung des Graphit- und Zementit-Eutektikums bei der gleichen Temperatur, die er zu 1130° C bestimmte, erfolge, und daß die Gleichgewichtskurven des Graphitsystems praktisch die gleiche Lage haben, wie die des Zementitsystems. Die längst bekannte Tatsache, daß die graphithaltigen Eisen-Kohlenstofflegierungen bei etwas höherer Temperatur schmelzen, als die zementithaltigen, führte er auf Überhitzung zurück, da es sich beim Schmelzen zweiphasiger Systeme um einen Lösungsvorgang handelt und die beobachtete Temperaturdifferenz durch eine geringere Lösungsgeschwindigkeit des Graphits gegenüber der des Zementits in Eisen verursacht sein kann. Es ist in letzter Zeit gelungen, die Verschiedenheit der eutektischen Temperaturen im Graphit- und Zementitsysteme nachzuweisen und damit der dem Charpyschen Diagramm zugrunde liegenden Annahme ihren hypothetischen Charakter zu nehmen (s. unter 5). Die Differenz der beiden eutektischen Temperaturen beträgt nur 7° C.

1. Das reine Eisen[2]).

Der Schmelzpunkt des reinen Eisens liegt bei 1528° C[2]). Es erleidet bei der Abkühlung drei polymorphe Umwandlungen. Die bei der höchsten Temperatur beständige δ-Form wandelt sich bei 1401° C in die γ-Form um[1]). Diese Umwandlung ist praktisch reversibel, d. h. sie findet bei der Erhitzung und bei der Abkühlung bei nahezu gleicher Temperatur statt. Dagegen findet die bei der weiteren Abkühlung vor sich gehende γβ-Umwandlung bei niedrigerer Temperatur statt, als wenn sie sich beim Erhitzen in umgekehrter Richtung vollzieht. Da die als Hysteresis bezeichnete Differenz beider Temperaturen in hohem Maße von der Stärke des Wärmeflusses abhängig ist, so konnte sie durch ein diesem Umstande angepaßtes Verfahren wesentlich, bis auf weniger als 2° C, reduziert und dadurch die Gleichgewichtstemperatur der Umwandlung mit hinreichender Genauigkeit zu 906° C bestimmt werden[2]). Bei weiterer Abkühlung wird bei 769° C wieder Wärme frei, die der Umwandlung der β-Form in die bei tieferer Temperatur beständige ferromagnetische α-Form entspricht. Diese Umwandlung ist reversibel. Da die mit ihr verknüpfte Änderung der magnetischen Permeabilität nicht diskontinuierlich verläuft und zwischen den beiden Formen keine kristallographischen Unterschiede nachgewiesen sind, so hat man die Verschiedenheit der β- und α-Modifikation wiederholt in Zweifel gezogen[3]), zumal die Wärmetönung dieser Umwandlung sehr gering ist und der ihr entsprechende Haltepunkt

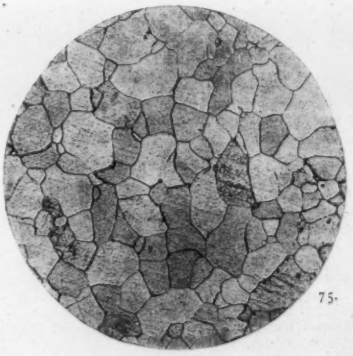


Fig. 40. Ferrit. Mit alkoholischer Pikrinsäure geätzt.

1) Wüst, Metallurgie 3, 1, 1906; 6, 512, 1909; Zeitschrift f. Elektrochemie 15, 965, 1909.

2) Die Angaben beziehen sich auf ein elektrolytisch hergestelltes Eisen mit 0,009 Proz. *C*, 0,03 Proz. *Cu* und 0,001—0,002 Proz. *S*, sowie auf die Schmelzpunkte des Antimons (630,6° C), des Kupfers (1084° C) und Nickels (1451° C) als Temperaturfixpunkte.

1) Ruer und Klesper, Ferrum 11, 257, 1914.

2) Ruer und F. Goerens, Ferrum 13, 1, 1915.

3) Weiss, diese Zeitschr. 9, 358, 1908; Benedicks, Journ. Iron and Steel Institute 1912, II, 242.

daher bei zu schneller Abkühlung und nicht ganz reinem Material auf der Abkühlungs- und Erhitzungskurve nicht deutlich hervortritt. Doch zeigt die mit reinem Elektrolyteisen bei hinreichend langsamer Abkühlung und Erhitzung aufgenommene Zeittemperaturkurve bei der Temperatur der βα-Umwandlung einen, wenn auch schwachen, so doch deutlichen Haltepunkt, wodurch der verschiedene Wärmeinhalt der beiden Formen bei gleicher Temperatur und mithin ihre Verschiedenheit nachgewiesen ist[1]).

Außer den erwähnten erleidet das Eisen von seinem Erstarrungspunkte bis zu 200° C keine weiteren Umwandlungen, wenigstens keine, die mit nachweisbarer Wärmetönung verknüpft sind. Dem widersprechende Befunde sind auf einen ungenügenden Schutz des Eisens vor Oxydation zurückzuführen. Dies gilt auch für die beim Erhitzen bei 550—580° C zuweilen beobachtete Abnahme der magnetischen Permeabilität, sie tritt nicht mehr ein, wenn dem Eisen jede Gelegenheit, sich zu oxydieren, genommen wird[1]).

Das reine α-Eisen führt als Gefügebestandteil den Namen Ferrit. Fig. 40 zeigt in 75facher Vergrößerung das Bild eines mit alkoholischer Pikrinsäure geätzten Schliffes „von reinem Eisen.

1) Ruer und F. Goerens, Ferrum 13, 1, 1915.

(Schluß folgt.)

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Marburg Dr. Georg Wiarda für Mathematik.

Ernannt: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Göttingen Dr. Peter Debye in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule Zürich, der ord. Professor für organische Chemie an der Universität Liverpool R. Robinson zum Leiter des Forschungslaboratoriums der British Dyestuffs Corp. Ltd. Haddersfield.

Ehrung: Die Königl. Schwedische Akademie Upsala wählte den ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität München Geh. Hofrat Dr. Arnold Sommerfeld zum auswärtigen Mitgliede.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Würzburg Dr. Eduard Selling, der Gründer des chemischen Laboratoriums in Wiesbaden Geheimrat Professor Heinrich Fresenius, der frühere Mitarbeiter der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Dr. Erich Hupka (am 19. Juni 1919 bei der Rückkehr aus der australischen Kriegsgefangenschaft).

Gesuche.

Physiker

Dr. phil., mit chem. Verbandsexamen, früherer Universitätsassistent, seit 9 Jahren in der Industrie, zuletzt mehrere Jahre physikalische Betriebskontrolle an großem chemischen Werk, sucht sich zu verändern. Angebote unter **S. H. 560** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2 erbeten.

Angebote.

Physiker

jüngerer, für das Laboratorium einer Fabrik elektromedizinischer Apparate **gesucht.** Erfahrungen auf dem Gebiete der Vakuumentladungen und Röntgenstrahlen erwünscht. Angebote mit Lebenslauf, evtl. Zeugnisabschriften, Gehaltsansprüchen, sowie Lichtbild und Angabe des frühesten Eintrittstermins unter **R. E. 7333** an **Rudolf Mosse, Berlin W 35,** Potsdamer Straße 33.

Ingenieur oder Physiker

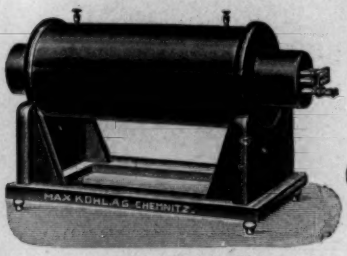
für selbständige Leitung der Abteilung für **Glühkathodenröhren-Fabrikation** einer Spezialfabrik auf dem vakuumtechnischen Gebiet sofort oder später gesucht. **Gediegene physikalische** und **elektrotechnische Kenntnisse,** gründliche berufliche und allgemeine Bildung, **energisches, zielbewußtes** Arbeiten und Praxis im Verkehr mit der Arbeiterschaft unbedingt erforderlich. Herren, die bereits in leitender Stellung tätig waren, und über Erfahrungen auf vakuumtechnischem Gebiet verfügen, werden bevorzugt.

Ausführliche Angebote über Bildungsgang und Tätigkeit mit Zeugnisabschriften, Lichtbild und Gehaltsansprüchen unter **Z. 3891** an **Heinr. Eisler, Hamburg 3** erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. P. Debye in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 1600000.



62382. Funkeninduktor mit Sekundärwicklung von geringem Widerstand, für Wehnelt-Unterbrecher, 400 mm Funkenlänge.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.

Physikalische Werkstätten, G.m.b.H.

Göttingen 1 bauen als Sondererzeugnis

PHYWE

Sämtliche Apparate zur Einführung in das Gebiet der elektrischen Schwingungen sowie Demonstrations- und Spiegelgalvanometer

in einfachen, besonders preiswürdigen Ausführungsformen.

Man verlange Preisblätter.

Richard Müller-Url, Braunschweig

Schleinitzstr. 19

Physikalische, chemische und meteorologische Unterrichts-Apparate und -Utensilien. — Glastechnische Präzisionsarbeiten.

Neuheiten: **Coulombmeter** nach Stephan D.R.G.M. — Righis **Röhren für magnetische Strahlen** mit Vakuum-Regulierung D.R.G.M. — **Quecksilber-Schnellpumpe.** — **Präzisions-Vakuometer** D.R.G.M. — **Pizzarello-Apparat.** — **Apparate für flüssige Luft.** — **Verflüssigte Gase in Röhren.** — **Projektions- und Extrem-Thermometer.** — **Elektroskope** und **Trockensäulen.** — **Vakuumröhren** nach Braun, Crookes Geißler, Puluj, Lecher, Röntgen, Wehnelt. — **Leuchtschirme.** — **Normal-Geißlerröhren-Serie „Kompendium".** — **Original-Vakuumskalen** nach Croß.

Verlag von S. HIRZEL in LEIPZIG.

Das elektromagnetische Feld

Vorlesungen über die Maxwellsche Theorie

von

Emil Cohn

Professor der Physik an der Universität Straßburg

Mit 54 Abbildungen.

Preis geheftet M. 22.40.

Inhaltsverzeichnis:

(Z. B. — Zusammenfassende Bearbeitungen.)

	Seite
Haga, H., Eine Verbesserung der Zehnderschen Hochspannungsakkumulatoren	128
Heliumatom: Störungstheorie des —, v. A. Landé	114
Hochspannungsakkumulatoren: Eine Verbesserung der Zehnderschen —, v. H. Haga	128
Landé, A., Störungstheorie des Heliumatoms	114
Metallographie, v. R. Ruer. (Z. B.) (Schluß.)	129
Ruer, R., Metallographie. (Z. B.) (Schluß.)	129
Rydberg, J. R.†, v. M. Siegbahn	113
Schalldruck: Theoretisches über den —, v. E. Waetzmann	122
Siegbahn, M., J. R. Rydberg †	113
Waetzmann, E., Theoretisches über den Schalldruck	122
Zehndersche Hochspannungsakkumulatoren: Eine Verbesserung der —, v. H. Haga	128

Forschungsinstitut in deutscher Großstadt (nicht Berlin) sucht **Physiker** als 1. Assistenten. In Frage kommen nur Herren mit abgeschlossener Hochschulbildung, sehr guter experimenteller Praxis, hauptsächlich auf dem Gebiete der Elektrophysik, guten Kenntnissen und ausgiebiger Erfahrung in Spektroskopie und Elektrotechnik. — Die Stelle ist sehr auskömmlich bezahlt. — Die Herren Bewerber werden um Aufgabe von Referenzen gebeten unter F. K. A. 566 an Rudolf Mosse, Berlin SW 19.

Physiker oder Ingenieur

mit abgeschlossener Hochschulbildung von größerer Firma für Laboratoriumsarbeiten auf dem Gebiet der Hochfrequenztechnik gesucht. Die Stellung ist bei Bewährung entwicklungsfähig und dauernd. Ausführliche Bewerbungen mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften und Gehaltsforderung erbeten unter **S. H. 561** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Die neu geschaffene Stelle eines

Fachlehrers

an der Fachschule für Feinmechanik zu Göttingen soll möglichst zum 1. April 1920 besetzt werden. Gesucht wird ein

technisch erfahrener Physiker

für die Lehrfächer Physik und Mathematik. Bewerber mit nachweislich erfolgreicher Lehrtätigkeit bevorzugt. Übertragung der Stelle vorläufig auf Probezeit.

Bewerbungen mit Zeugnisabschriften und Lebenslauf umgehend an die

Direktion der Städtischen Fachschule für Feinmechanik zu Göttingen.

Verlag von S. HIRZEL in LEIPZIG.

Das elektromagnetische Feld

Vorlesungen über die Maxwellsche Theorie

von

Emil Cohn

Professor der Physik an der Universität Straßburg

Mit 54 Abbildungen.

Preis geheftet M. 22.40.

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1919 sind vorrätig und können zum Preise von M. 8.— durch jede Buchhandlung oder vom Verlag S. Hirzel, Leipzig, Königstr. 2 bezogen werden.